

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLVI



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
МОСКВА 1972

Редакционная коллегия:

академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),  
доктор физ.-матем. наук А. А. БОЯРЧУК (заместитель ответственного редактора),  
канд. физ.-матем. наук Л. С. ГАЛКИН (ответственный секретарь),  
канд. физ.-матем. наук П. П. ДОБРОПРАВИН, доктор физ.-матем. наук Э. Е. ДУБОВ,  
канд. физ.-матем. наук И. Г. МОИСЕЕВ, член-корр. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,  
доктор физ.-матем. наук В. Б. НИКОНОВ, доктор физ.-матем. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,  
канд. физ.-матем. наук Н. В. СТЕШЕНКО

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ  
НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД  
И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ.  
III. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ  
КВАЗАРОВ И ЯДЕР ГАЛАКТИК**

Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховский

Приведены результаты многоцветных поляризационных наблюдений некоторых квазаров, N-галактик, компактных галактик и ядер сейфертовских галактик. Наблюдения выполнены в 1969—1970 гг. на 2,6-м телескопе ЗТШ. Найдено, что у квазара 3C-345 во время его вспышки в июне 1969 г. поляризация достигала 45%. У N-галактик 3C-371 и 3C-390.3 иногда наблюдается очень высокая (свыше 20%) поляризация в синей области и очень резкая и немонотонная зависимость степени поляризации и позиционного угла плоскости колебаний от длины волны. По-видимому, такая зависимость имеет место во время их вспышек. У квазара 3C-273 и сейфертовских галактик NGC 4051, 4151 и 5548 также наблюдается зависимость положения плоскости колебаний от длины волны. Для объяснения найденной зависимости параметров поляризации от длины волны необходимо допустить, что оптическое излучение, наблюдаемое в разных спектральных областях, возникает в различных объемах с различной ориентацией магнитного поля. Возможно, что в разных цветах проявляются разные механизмы возникновения поляризованного излучения<sup>1</sup>.

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF NONSTABLE STARS AND EXTRAGALACTIC OBJECTS. III. POLARIZATION OF QUASARS AND GALACTIC NUCLEI, by Yu. S. Efimov and N. M. Shakhovskoy. — The results of multicolour polarimetric observations of some quasars, N-galaxies, compact galaxies and nuclei of Seyfert galaxies obtained in 1969—1970 with the 2.6-meter reflecting telescope, are presented. It was found that the polarization of quasar 3C-345 reached 45% during its flash in June 1969. Sometimes, a very large polarization (more than 20%) of the N-galaxies 3C-371 and 3C-390.3 takes place in the blue regions as well as very sharp and nonmonotonous wavelength dependence of the degree and position angle of polarization. Apparently it may be during the time of their flashes. The quasar 3C-273 and Seyfert galaxies NGC 4051, 4151 and 5548 also show the dependence of the position angle of polarization on the wave length. To explain the wavelength dependence observed one needs to suppose that the light of different colours originates in different volumes having different orientation of magnetic field. The other possibility is the difference in mechanisms of polarization for different spectral regions.

### 1. Материал наблюдений

1. Линейная поляризация оптического излучения внегалактических объектов измерялась с помощью поляриметра со счетом фотонов [1], установленного в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа ЗТШ. Обработка наблюдений проводилась с помощью ЭВМ «Минск-1» по программе, описанной в [1]. Там же даны определенные из наблюдений стандартных звезд значения редуцированных коэффициентов, использовавшихся для перехода от наблюдаемых величин параметров поляризации к их истинным значениям. Все наблюдения обычно выполнялись в четырех цветах:

<sup>1</sup> См. примечание при корректуре на стр. 13.

$U, B, V, R$ . Эффективные длины волн этих цветов равны соответственно 363, 434, 545, 744 нм (для источника с равномерным распределением энергии). Весной 1969 г. иногда использовался цвет  $R'$  с  $\lambda_{эфф} = 630$  нм. Слабые объекты в основном наблюдались без фильтра во всей области чувствительности мультителескопного фотокатода (330—800 нм). Кривые спектральной чувствительности аппаратуры со всеми использовавшимися фильтрами и без фильтров даны в [1].

2. Поляризационные наблюдения квазаров, N-галактик, ядер сейфертовских галактик и сходных с ними объектов были начаты весной 1969 г. в рамках кооперативной программы, включавшей в себя по возможности одновременные наблюдения потока их радиоизлучения на сантиметровых волнах, изменений блеска и цвета и изменений поляризации. Для кооперативной программы было выбрано около 15 объектов, но из-за неблагоприятной погоды переменность в оптическом диапазоне удалось зафиксировать только для очень немногих из них. Наряду с изменениями поляризации для достаточно ярких (ярче  $15^m$ ) объектов исследовалась зависимость параметров поляризации от длины волны. Для некоторых объектов поляризационные наблюдения были проведены впервые. В 1970 г. эта программа была продолжена. При этом по результатам наблюдений 1969 г. было отобрано четыре наиболее интересных объекта (ЗС-273, ЗС-345, ЗС-371, ЗС-390.3).

3. В таблице приведены все результаты наших наблюдений внегалактических объектов, выполненных в период март 1969 г. — май 1970 г. В столбцах даны: 1) название объекта, 2) момент наблюдения в юлианских днях; 3) обозначение фильтра; 4) диаметр использовавшейся диафрагмы  $d$ ; 5) число отдельных измерений  $N$  (с длительностью экспозиции  $\Delta T = 50$  сек); 6) средняя скорость счета  $\bar{n}_*$  от объекта (в скобках даны скорости счета, полученные при плохих атмосферных условиях); 7) отношение скорости счета от объекта и от фона (вместе с темновым током); 8) степень поляризации  $p$  в процентах с ее среднеквадратичной ошибкой; 9) позиционный угол плоскости колебаний  $\theta$  и его среднеквадратичная ошибка.

Остановимся несколько подробнее на наших оценках точности наблюдений. Как описано в [1], при обработке поляризационных наблюдений на ЭВМ «Минск-1» ошибки измеренных значений параметров поляризации вычисляются двумя независимыми способами: по дисперсии полученных из отдельных измерений значений безразмерных параметров Стокса  $q$  и  $u$  и по статистике зарегистрированных импульсов от объекта и от фона. В первом способе ошибки параметров  $p$  и  $\theta$  вычисляются по формулам

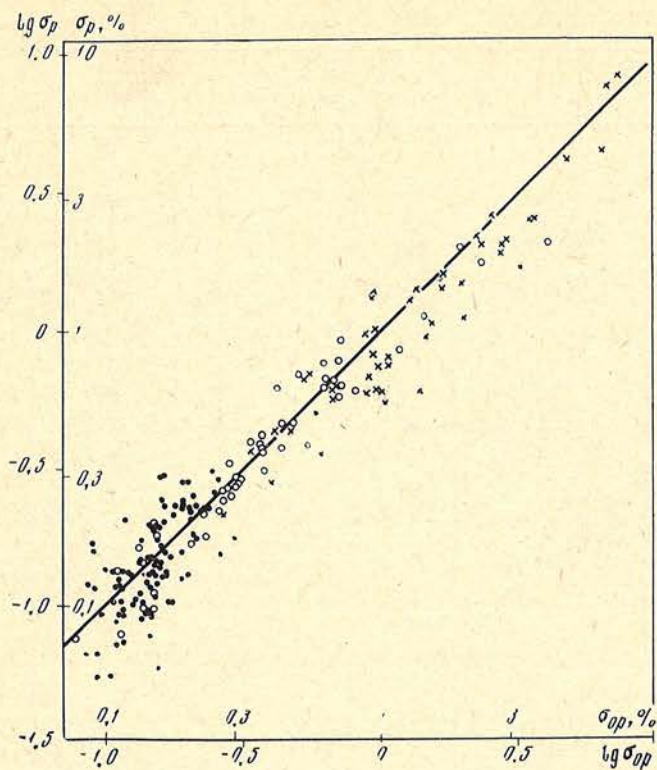
$$\sigma_p = \sqrt{\frac{1}{2} (\sigma_q^2 + \sigma_u^2)}, \quad \sigma_\theta = 28^\circ,6 \frac{\sigma_p}{p}, \quad (1)$$

где  $\sigma_q$  и  $\sigma_u$  — среднеквадратичные ошибки средних значений параметров  $q$  и  $u$ , найденные по дисперсии их индивидуальных значений. Во втором способе ошибки вычислялись по формулам

$$\sigma_{0p} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1}{N_*} \left(1 + 2 \frac{N_\Phi}{N_*}\right)}, \quad \sigma_{\theta 0} = 28^\circ,6 \frac{\sigma_{0p}}{p}, \quad (2)$$

где  $N_*$  и  $N_\Phi$  — полное число импульсов (квантов), зарегистрированное за суммарное время экспозиции  $\Delta T_\Sigma$  от объекта и от фона (вместе с темновым током ФЭУ).

Сравнение ошибок  $\sigma_p$  и  $\sigma_{0p}$ , вычисленных этими двумя способами, приведено на фиг. 1, где точками обозначены данные, полученные по стандартным звездам, кружками — по программным нестационарным звездам и крестиками — по внегалактическим объектам из таблицы (по наблюдениям 1969 г.). Фиг. 1 показывает, что оба способа оценки ошибок



Фиг. 1. Связь между ошибкой  $\sigma_p$ , вычисленной по дисперсии индивидуальных значений параметров поляризации, и ошибкой  $\sigma_{0p}$ , найденной по статистике импульсов от объекта и от фона

дают достаточно близкие (в среднем) результаты. Наблюдавшиеся отклонения точек от прямой, соответствующей равенству  $\sigma_p$  и  $\sigma_{0p}$ , объясняются в основном ограниченной точностью вычисления  $\sigma_p$  при небольшом (4—8) числе отдельных измерений.

В таблице в основном приводятся значения ошибок  $\sigma_p$  и  $\sigma_0$ , вычисленные по (1). В тех сравнительно немногочисленных случаях, когда  $\sigma_p \ll \sigma_{0p}$ , в таблице обычно даются  $\sigma_{0p}$  и  $\sigma_{00}$ . При этом величины ошибок даны в скобках. Если же  $\sigma_p \gg \sigma_{0p}$ , то это указывает на плохое качество наблюдений; большая часть таких наблюдений была отброшена, а для оставшихся значения  $p$  и  $\theta$  даны в скобках.

## 2. Результаты наблюдений

**Квезары.** Мы наблюдали поляризацию излучения двух квазаров — ЗС-273 и ЗС-345. Для ЗС-273 наблюдения различных авторов, проводившиеся в основном без фильтров, не показали поляризации, превышающей 0,5% [2]. Некоторые данные указывают на возможную переменность поляризации [3]. На фиг. 2 изображена полученная по нашим наблюдениям в разные даты зависимость параметров поляризации ЗС-273 от длины волны. По наиболее надежным наблюдениям 1970 г. степень поляризации минимальна в цветах  $B$  и  $V$  и несколько увеличивается в красной и ультрафиолетовой областях. Особенно сильный рост поляризации с возрастанием длины волны показывают довольно неуверенные наблюдения 1969 г. Не исключено, что обнаруженное увеличение степени поляризации в красной области как-то связано с большей поляризацией, найденной Лоу и Клаймманом [4] в инфракрасной области у 1,5  $\mu\text{км}$ .

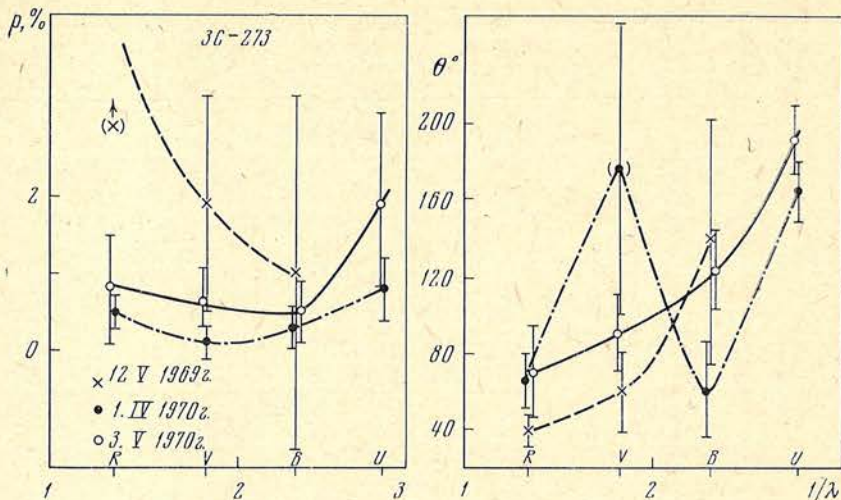
Объект	J. D. 2440...	Фильтр	$d''$	$N$	$\bar{n}_{**}$ имп/сек	$\frac{\bar{n}_{**}}{n_{\Phi}}$	$p \pm \sigma_p, \%$	$\theta \pm \sigma_{\theta}$
<b>Квезары</b>								
3C-273	354,27	R	10	4	(80,4)	0,21	(14,3) ± (4,2)	(40°) ± (8°)
	,28	V	10	6	(251)	1,11	1,9 ± 1,4	60 ± 22
	,29	B	10	5	(104)	0,62	1,0 ± (2,3)	139 ± (66)
	678,40	R	10	13	(645)	3,84	0,5 ± 0,2	66 ± 15
	,38	V	10	9	(1450)	13,3	0,1 ± 0,2	177 ± 76
	,36	B	10	8	(1350)	15,2	0,3 ± 0,3	60 ± 25
	,37	U	10	22	(283)	4,43	0,8 ± 0,4	164 ± 15
	710,38	R	10	12	(260)	0,78	0,8 ± 0,7	70 ± 25
	,36	V	10	9	(638)	2,31	0,6 ± 0,5	91 ± 22
	,35	B	10	17	(406)	2,07	0,5 ± 0,4	124 ± 21
	,32	U	10	12	(92)	0,68	1,9 ± 1,2	11 ± 18
	3C-345	359,49	б/ф	10	7	191	0,42	44,3 ± 1,0
381,40		б/ф	5	8	249	0,88	24,6 ± 0,6	112 ± 0,7
386,40		б/ф	10	8	420	1,30	33,0 ± 2,1	123 ± 1,8
706,49		б/ф	10	8	250	0,46	5,3 ± (1,2)	56 ± (6)
736,38		б/ф	10, 5	16	157	0,58	2,4 ± (1,0)	100 ± (11)
<b>N-галактики и компактные галактики</b>								
3C-371	362,47	R	10	4	89,5	0,30	15,1 ± 1,8	70° ± 3°
	,48	V	10	4	105	0,35	3,1 ± 2,1	111 ± 20
	,48	B	10	5	36,1	0,14	21,7 ± 4,7	68 ± 6
	389,42	R	10	4	70,0	0,33	7,4 ± 2,6	86 ± 10
	,41	V	10	7	91,5	0,49	5,7 ± 1,6	105 ± 8
	,40	B	10	5	27,0	0,17	33,8 ± 8,1	5 ± 7
	,43	б/ф	10	4	284	0,64	5,8 ± 1,4	82 ± 7
	719,47	R	10	8	(127)	0,58	1,0 ± 1,5	66 ± 45
	,51	V	10	9	(117)	0,51	5,5 ± (1,8)	77 ± (7)
	,44	б/ф	10	6	(870)	1,76	5,1 ± 0,4	94 ± 2
	735,48	R	10	12	230	1,38	3,2 ± 0,6	113 ± 6
	,47	V	10	8	314	1,84	3,6 ± 1,0	122 ± 8
	,45	B	10	13	175	1,32	2,0 ± 0,7	124 ± 10
	,44	б/ф	10	4	1480	4,18	3,4 ± 0,4	120 ± 3
	3C-390.3	381,45	R	10	4	79,4	0,26	5,3 ± 2,7
,44		V	10	5	102	0,35	5,2 ± 2,8	153 ± 15
,42		B	10	4	51,8	0,21	22,1 ± 4,4	116 ± 6
,46		б/ф	10	4	464	0,86	1,6 ± 0,8	83 ± 15
736,48		R	10	13	33	0,14	8,8 ± (4,5)	69 ± (15)
,46		V	10	8	46	0,26	7,8 ± 3,1	104 ± 11
,45		B	10	12	24	0,18	6,6 ± 3,7	122 ± 16
3C-120	591,33	б/ф	10	8	1820	3,32	1,0 ± 0,3	95° ± 8°
Маркарян 34	378,32	R	10	5	(104)	0,34	8,0 ± (2,7)	21° ± (10°)
	,34	V	10	5	153	0,57	2,4 ± 1,7	123 ± 20
	,33	б/ф	10	8	466	0,84	2,8 ± (0,7)	58 ± (7)
	706,37	B	10	12	(67)	0,19	0,7 ± 2,1	136 ± 83
Маркарян 9	347,35	V	10	4	(114)	0,54	2,7 ± 2,3	107° ± 24°
	,34	B	10	4	(27,5)	0,18	3,1 ± 8,8	117 ± 82
	,36	б/ф	10	4	(553)	0,66	2,4 ± 1,3	92 ± 15
Маркарян 42	359,44	б/ф	15, 10	12	480	0,63	1,4 ± (0,7)	71° ± (14°)
IZw 1727+50	386,47	б/ф	10	8	518	1,56	1,2 ± 0,7	46° ± 17°

Т а б л и ц а (окончание)

Объект	J. D. 2440...	Фильтр	$d''$	$N$	$\bar{n}_*$ имп./сек	$\frac{\bar{n}_*}{n_\Phi}$	$p \pm \sigma_p, \%$	$\theta \pm \sigma_\theta$
<b>Сейфертовские галактики</b>								
NGC 3516	359,20	R	5	5	522	1,22	0,5±0,6	45°±31°
	,30	V	5	4	805	1,91	0,7±0,7	96±28
	,31	B	5	4	422	1,01	0,6±0,7	119±31
NGC 4051	381,32	R	5	4	192	0,73	3,4±1,1	84°±9°
	,33	V	5	4	294	1,15	2,7±0,8	75±9
	,34	B	5	4	118	0,48	2,2±2,2	0±28
NGC 4151	354,35	R	10	6	1070	4,02	0,5±0,4	107°±23°
	,34	V	10	6	1475	6,98	0,9±0,2	72±7
	,33	B	10	4	919	6,20	1,6±0,4	76±8
	,32	U	10	7	245	2,01	2,1±0,8	55±11
	386,36	B	10	4	736	5,67	2,1±0,4	73±6
NGC 5548	378,39	R	10	4	295	1,14	0,7±0,8	112°±32°
	,39	V	10	4	499	2,21	0,9±0,6	74±21
	,38	B	10	5	243	1,18	2,4±0,6	61±7
	378,43	R	5	5	81,8	0,38	0,5±2,0	81±118
	,42	V	5	4	195	0,98	2,1±(1,4)	173±(19)
	,41	B	5	4	146	0,87	1,9±1,5	154±22
	389,34	R	10	4	314	1,40	3,0±1,0	46±10
	,35	V	10	5	485	2,46	1,0±0,4	158±10
	,36	B	10	4	282	1,74	3,1±0,6	58±6
	,37	U	10	8	49,4	0,34	3,2±2,2	87±20
<b>Другие объекты</b>								
M 87 Ядро	293,45	R'	5	4	1140	11,5	0,6±0,3	101°±13°
	,45	B	5	4	194	3,91	1,1±0,8	165±21
	,46	U	5	2	25,3	0,64	6,0±4,4	4±21
M 87 jet	293,48	R'	5	4	279	2,80	1,1±0,9	21°±23°
	,48	B	5	8	77,0	1,56	6,2±2,1	104±10
	,48	U	5	8	11,0	0,30	10,7±5,3	119±14
BL Lac (VRO 42.22.01)	449,49	R	5	4	445	2,35	5,8±0,9	145°±5°
	,50	V	5	4	446	2,46	5,7±0,6	145±3
	,51	B	5	8	156	0,92	5,9±0,9	148±4
	,48	б/ф	5	4	1900	7,80	7,0±0,3	145±1,4
	,53	б/ф	5	4	(1620)	6,79	5,6±0,3	145±1,5
NGC 3690 Ядро	381,37	б/ф	10	4	1402	2,34	1,6±0,3	156°±5°
NGC 4725 Ядро	414,36	б/ф	5	2	1072	3,20	0,8±0,3	162°±8°

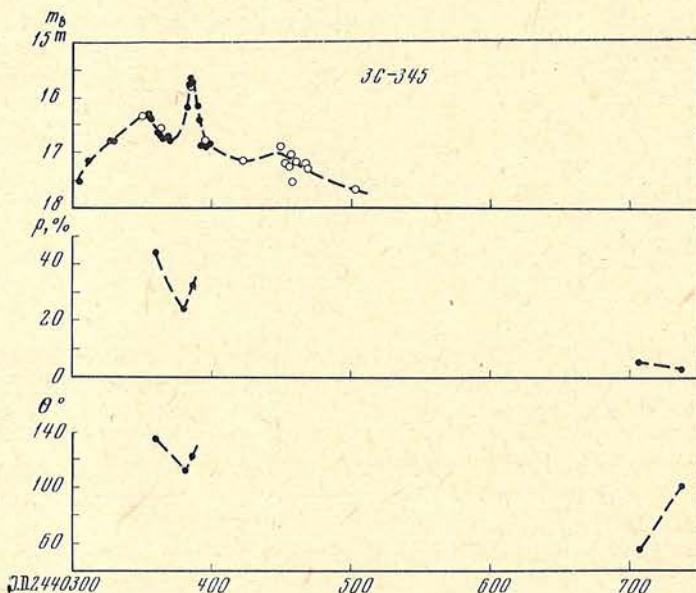
Во всех сериях наблюдений положение плоскости колебаний существенно изменяется с длиной волны. Особенно заметны эти изменения по достаточно надежным измерениям 3.V 1970 г. (J. D. 2440710), когда угол  $\theta$  плавно возрастал с уменьшением  $\lambda$ . Наблюдения 1.IV 1970 г. (J. D. 2440678) дают немонотонную зависимость  $\theta$  от  $\lambda$ , но точность определения угла в цветах V и B при столь малых измеренных значениях степени поляризации (0,1 и 0,3%) была очень низкой.

У квазара 3С-345 Кинман [5, 6] и Элвиус [7] в 1967 г. обнаружили довольно большую и переменную поляризацию. Максимальные значения степени поляризации достигали 12%; изменялась как степень поляризации, так и положение плоскости колебаний. Наши наблюдения 3С-345, проводившиеся (как и наблюдения Кинмана и Элвиус) без фильтров, изображены на фиг. 3. Вместе с изменениями степени поляризации  $p$



Фиг. 2. Зависимость параметров поляризации от длины волны для квазара 3C-273

и позиционного угла плоскости колебаний  $\theta$  в верхней части фиг. 3 показаны изменения блеска 3C-345 в 1969 г. по фотографическим наблюдениям, выполненным М. К. Бабаджаняцем в АО ЛГУ<sup>1</sup> и Хантером и Лю [8] в Иельской обсерватории. Согласно этим наблюдениям, в июне 1969 г. произошла вспышка квазара с амплитудой более  $1^m$ . Наши наблюдения в этот период показали очень высокую степень поляризации. Наибольшая поляризация (45%) наблюдалась 17.V.1969 г. (J. D. 2440359) на спаде небольшой вспышки, предшествовавшей основному максимуму блеска. Это значение поляризации рекордное: наибольшая наблюдавшаяся ранее у квазаров поляризация составляет около 20% (квазар 3C-279 [5]). На подъеме блеска перед основной вспышкой поляризация 3C-345 умень-



Фиг. 3. Изменения яркости (кружки — по Бабаджаняцу, точки — по [8]) и параметров поляризации квазара 3C-345

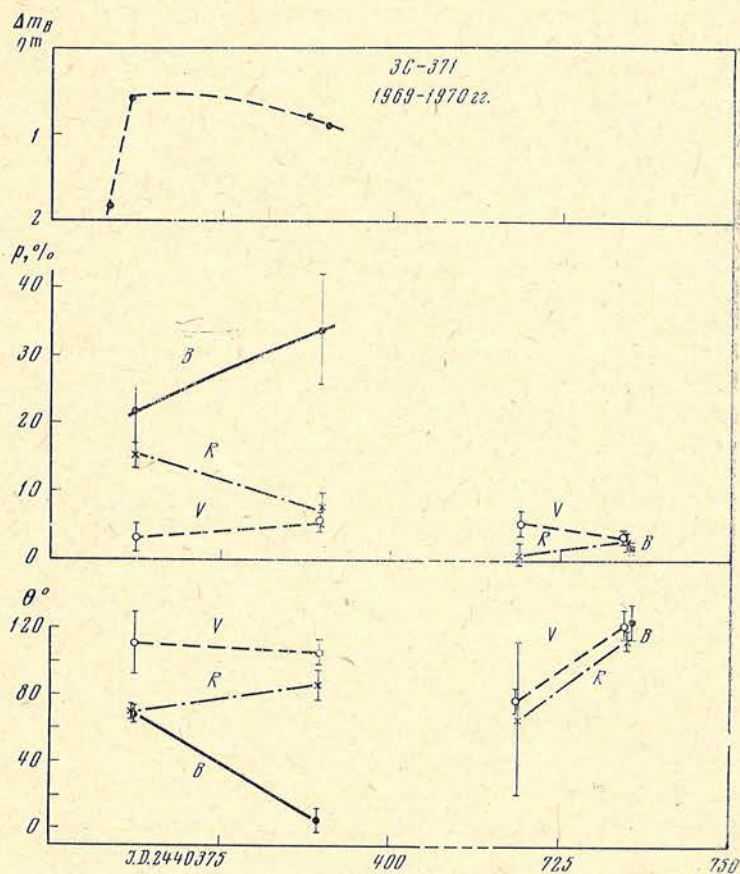
<sup>1</sup> Частное сообщение М. К. Бабаджаняца, 1970.



шилась до 25%, а после максимума блеска вновь увеличилась до 33%. В 1969 г. изменения положения плоскости колебаний коррелировали с изменениями степени поляризации: возрастанию степени поляризации  $p$  соответствовало увеличение позиционного угла  $\theta$ . В 1970 г. максимальная зарегистрированная поляризация не превышала 6%, а позиционный угол  $\theta$  возрастал при уменьшении степени поляризации  $p$ .

**N-галактики и компактные галактики.** В программу наших наблюдений 1969 г. входили две N-галактики, являющиеся мощными источниками радиоизлучения, — ЗС-371 и ЗС-390.3 и некоторые близкие к ним по оптическим характеристикам объекты (Маркарян 9, 34, 42; IZw 1727 + 50). В 1970 г. наблюдалась галактика ЗС-120 с сильным радиоизлучением и проводились повторные измерения ЗС-371, ЗС-390.3 и Маркарян 34. У ЗС-371 и ЗС-390.3 ранее Висванатан [9] и Гаген-Торн и Бабаджанянц [10] наблюдали значительную (около 5%) поляризацию оптического излучения. Эти наблюдения проводились в основном без фильтров; однако в [10] содержатся некоторые данные, указывающие на возрастание степени поляризации с ростом длины волны. Эти объекты переменны как в радиодиапазоне, так и в оптической области; согласно Гаген-Торну и Бабаджанянцу [11], поляризация оптического излучения ЗС-371 также переменна. Поляризационные наблюдения остальных объектов ранее не проводились.

Наши повторные наблюдения ЗС-371 и ЗС-390.3 подтверждают переменность поляризации их излучения. На фиг. 4 показаны изменения степени поляризации и положения плоскости колебаний у ЗС-371 в трех

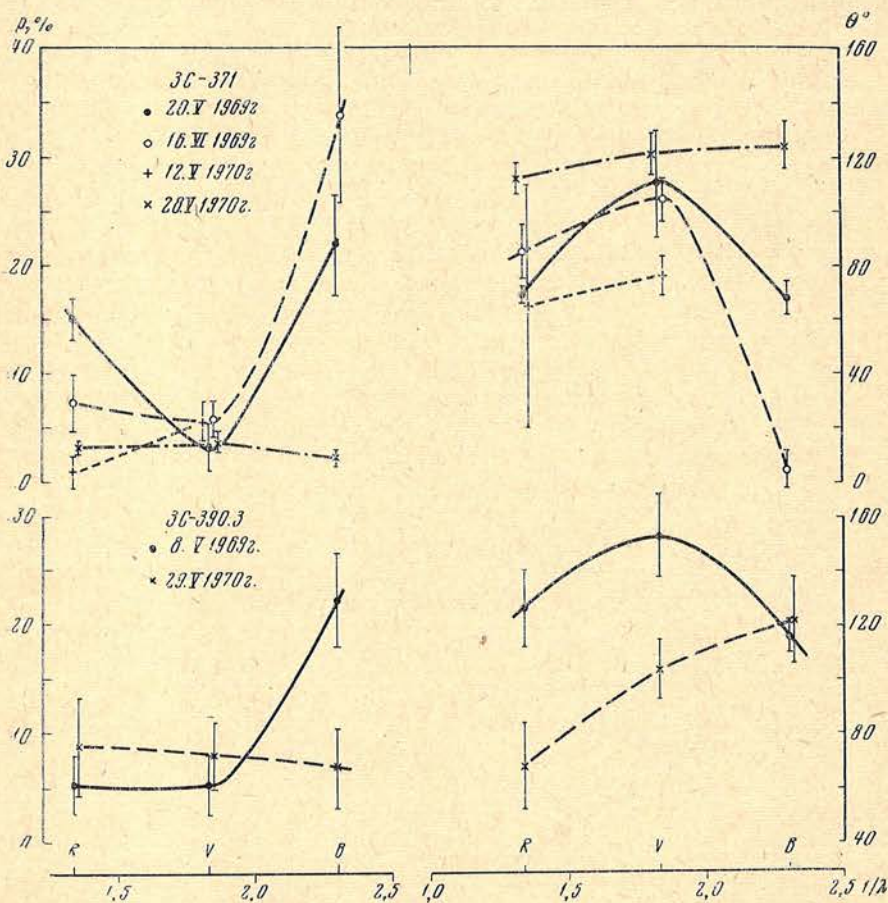


Фиг. 4. Изменения яркости [12] и параметров поляризации в трех цветах N-галактики ЗС-371

цветах ( $B$ ,  $V$ ,  $R$ ) вместе с изменениями блеска в 1969 г. по наблюдениям Проника и Щербакова [12]. Согласно этим наблюдениям, у ЗС-371 в мае-июне 1969 г. была вспышка с амплитудой  $\sim 1^m,2$  в синей области ( $B$ ). Из фиг. 4 видно, что во время этой вспышки излучение ЗС-371 имело очень высокую (20—30%) степень поляризации в синей области ( $B$ ), несколько меньшую поляризацию (8—15%) в красной ( $R$ ) и сравнительно небольшую (3—6%) в желтой ( $V$ ). При этом изменения как степени поляризации  $p$ , так и позиционного угла  $\theta$  в синей и красной областях имели противоположный знак. В 1970 г. максимальные значения степени поляризации наблюдались в цвете  $V$  и не превышали 6%.

Судя по нашим грубым оценкам блеска (см. 6-й столбец таблицы), наблюдения N-галактики ЗС-390.3 в 1969 г. также были выполнены при повышенной яркости этого объекта. При этом была найдена очень высокая (22%) степень поляризации в синей области при умеренной (около 5%) поляризации в желтой и красной областях. В 1970 г. при значительно меньшей яркости галактики степень поляризации во всех цветах составляла 7—8%.

Фиг. 5 показывает зависимость параметров поляризации N-галактик ЗС-371 и ЗС-390.3 от длины волны для разных дат наблюдений. У обеих галактик по наблюдениям 1969 г., относящимся к моментам их повышенной яркости, и степень поляризации, и позиционный угол плоскости колебаний очень сильно изменяются с длиной волны; зависимость обоих параметров от  $\lambda$  может быть немонотонной и иметь экстремумы в желто-



Фиг. 5. Зависимость параметров поляризации от длины волны для N-галактик ЗС-371 и ЗС-390.3

зеленой области спектра. В 1970 г. у обеих галактик зависимость параметров поляризации от длины волны была более плавной и монотонной.

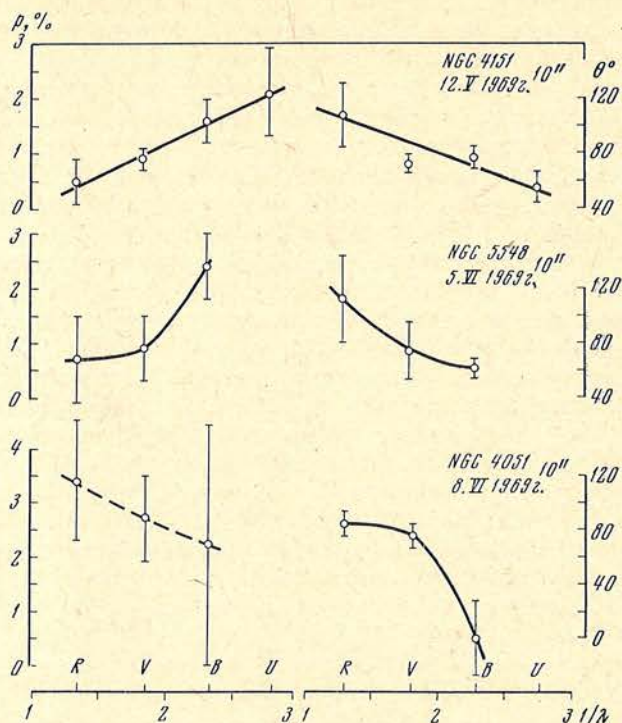
Видно, что при столь резкой зависимости параметров поляризации (и в особенности позиционного угла плоскости колебаний) от длины волны, которая иногда отмечается у N-галактик 3С-371 и 3С-390.3, наблюдения без фильтров не могут дать правильного представления о поляризации излучения этих объектов. В некоторых случаях (например, у 3С-390.3 в 1969 г.— J. D. 2440381) наблюдения без фильтров показывают поляризацию, не превышающую 2—3%, в то время как поляризация в синей области может быть свыше 20%. Все это, в частности, относится и к приводимым ниже наблюдениям некоторых компактных и N-галактик.

Проведившиеся без фильтров наблюдения переменной галактики 3С-120 (BW Tau) показали сравнительно небольшую ( $1,0 \pm 0,3\%$ ) поляризацию. Наши наблюдения радиоспокойных объектов, близких к N-галактикам, дали, что галактика Маркарян 34 имеет довольно большую поляризацию с очень резкой зависимостью обоих параметров поляризации от длины волны. Заметную поляризацию (2—3%), по-видимому, имеет также галактика Маркарян 9. Объекты Маркарян 42 и IZw 1727 + 50 наблюдались только без фильтров; поляризация их невелика (1—2%).

**Ядра галактик Сейферта.** В 1969 г. наблюдались четыре типичные сейфертовские галактики: NGC 3516, 4051, 4151 и 5548. Для них исследовалась зависимость параметров поляризации от длины волны при диафрагмах 5" или 10". Ранее поляризация излучения ядер трех первых галактик измерялась Гаген-Торном и Домбровским [13] в основном без фильтров с диафрагмой 26"; поляризация ядра NGC 5548 наблюдалась Уокером [14] в желтой и ультрафиолетовой областях спектра с диафрагмой 13",6. Согласно [13], у NGC 3516 поляризация очень мала (меньше 0,2%); поляризация излучения ядра NGC 4051 составляет около 0,5% (без фильтров с диафрагмой 26"), а излучение ядра NGC 4151 имеет поляризацию порядка 1,5%. Гаген-Торн и Бабаджанянц [11] нашли, что поляризация излучения NGC 4151 переменная. По Уокеру [14], поляризация излучения ядра NGC 5548 составляет около 2% в ультрафиолетовой области и менее 0,5% — в визуальной. Детальное исследование зависимости параметров поляризации излучения ядер сейфертовских галактик от длины волны было проведено только для NGC 1068 [15], у которой степень поляризации монотонно возрастает с уменьшением  $\lambda$ , а позиционный угол плоскости колебаний почти не зависит от  $\lambda$ .

Наши наблюдения NGC 3516 с диафрагмой 5" ни в одном цвете не показали поляризации, превышающей ошибки измерений (около 0,7%). Для остальных трех галактик были получены результаты, приведенные на фиг. 6. У ядер галактик NGC 4151 и 5548 (как и у NGC 1068) степень поляризации монотонно возрастает с уменьшением длины волны; одновременно изменяется и позиционный угол плоскости колебаний. У ядра NGC 4051 наблюдается обратный ход зависимости степени поляризации от длины волны. Но точность наблюдений этой галактики была невысокой и полученные результаты требуют подтверждения. Сравнение наших наблюдений NGC 5548 с наблюдениями Уокера [14], а также анализ не очень надежных повторных наблюдений ее показывает, что степень поляризации и положение плоскости колебаний у этой галактики переменны; при этом, по-видимому, в разных цветах изменения поляризации имеют различный характер.

**Другие объекты.** Кроме объектов, наблюдавшихся по кооперативной программе, в 1969 г. были проведены поляризационные наблюдения еще нескольких внегалактических объектов. Среди них следует выделить ядро радиогалактики M 87 (радиогалактика Дева А), у которого была обнаружена заметная поляризация (при наблюдениях с диафрагмой 5"), быстро возрастающая с уменьшением длины волны. Позиционный угол плоскости колебаний также существенно изменяется с длиной волны.



Фиг. 6. Зависимость параметров поляризации от длины волны для ядер сейфертовских галактик

Наблюдения пекулярного объекта BL Lac (радиоисточник VRO 42.22.01) показали наличие довольно большой (5—6%) поляризации. Эта поляризация несколько меньше, чем найденная Висванатаном [16] в 1968 г. Согласно Домбровскому [17], в октябре—декабре 1969 г. поляризация BL Lac менялась от 4,5 до 8,5% (без фильтров). У нас, как и у Висванатана, параметры поляризации почти не меняются с длиной волны. Наши наблюдения позволяют заподозрить очень быстрые изменения поляризации излучения BL Lac с амплитудой порядка 1—2% и характерным временем порядка 1 час. Известно, что блеск BL Lac также очень быстро меняется [18].

Проводившиеся без фильтров наблюдения ядер двух галактик — NGC 3690 (Sp) и NGC 4725 (Sb/SBb), в которых в 1969 г. наблюдались или подозревались вспышки сверхновых, показали поляризацию  $1,6 \pm 0,3$  и  $0,8 \pm 0,3\%$  при диафрагмах 10" и 5".

### 3. Некоторые выводы

1. Как у некоторых квазаров — 3С-345, 3С-279 (при наблюдениях без фильтров), так и у N-галактик в синей области иногда наблюдается очень высокая (более 20%) степень поляризации. Столь большая поляризация, по-видимому, связана со вспышками их блеска. И у квазаров, и у N-галактик может наблюдаться рост поляризации в красной области, который, возможно, связан с их мощным инфракрасным излучением. У ядер сейфертовских галактик степень поляризации в синей области обычно не превышает 2—3%. Зависимость параметров поляризации от длины волны для N-галактик и для ядер сейфертовских галактик также существенно различается. Видимо, по поляризации их излучения, как и по другим характеристикам (оптическая и радиосветимость, большая концен-

трация света в звездообразном ядре, малый вклад теплового—звездного—излучения), N-галактики примыкают к квазарам гораздо ближе, чем ядра сейфертовских галактик.

2. Найденная у квазаров, N-галактик и ядер сейфертовских галактик зависимость положения плоскости преимущественных колебаний от длины волны накладывает существенные ограничения на физические механизмы, ответственные за эту поляризацию. В принципе монотонные изменения позиционного угла плоскости колебаний с длиной волны могут быть объяснены фарадеевским вращением плоскости поляризации в магнитном поле. Но для этого требуются сильные магнитные поля ( $H \gg 1 \text{ э}$ ) в значительном объеме пространства между источником поляризованного излучения и наблюдателем. Кроме того, фарадеевское вращение никак не может создать немонотонную зависимость положения плоскости колебаний от длины волны, найденную у N-галактик ЗС-371 и ЗС-390.3 во время их вспышек. Вероятно, для объяснения найденной у них зависимости параметров поляризации от длины волны необходимо допустить, что наблюдаемое в разных частях оптического диапазона длин волн (например, в синей и красной областях) поляризованное излучение возникает в разных объемах с разной ориентацией магнитного поля. Возможно также, что в различных цветах проявляются разные механизмы возникновения поляризованного излучения<sup>1</sup>.

3. Наши наблюдения убедительно показывают, что для излучения природы нетеплового излучения квазаров и ядер галактик очень большое значение имеет исследование зависимости параметров поляризации от длины волны в возможно более широком спектральном интервале. Для многих объектов наблюдения в интегральном светё не дают правильного представления об истинном характере поляризации их излучения.

Авторы выражают свою благодарность Г. А. Козловой за помощь в обработке наблюдений на ЭВМ «Минск-1».

Ноябрь 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 45, 90.
2. I. Appenzeller. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 769.
3. W. Liller. *Astrophys. J.*, 1969, 155, 1113.
4. F. J. Low, D. E. Kleinmann. *Astron. J.*, 1968, 73, 868.
5. T. D. Kinman. *Astrophys. J.*, 1967, 148, L 53.
6. T. D. Kinman, E. Lamla, T. Ciurla, E. Harlan, C. A. Wirtanen. *Astrophys. J.*, 1968, 152, 357.
7. A. Elvius. *Lowell Obs. Bull.*, 1968, N 142.
8. J. H. Hunter, P. K. Lü. *Nature*, 1969, 223, 1045.
9. N. Visvanathan. *Astrophys. J.*, 1967, 150, L 149.
10. В. А. Гаген-Торн, М. К. Бабаджанянц. *Астрон. цирк.*, 1969, № 498, 3.
11. В. А. Гаген-Торн, М. К. Бабаджанянц. *Астрон. цирк.*, 1969, № 526, 1.
12. В. И. Проник, А. Г. Щербаков. *Астрофизика*, 1970, 6, 525.
13. В. А. Гаген-Торн, В. А. Домбровский. *Астрон. цирк.*, 1967, № 454, 4.
14. M. F. Walker. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 71.
15. A. Kruszewski. *Astron. J.*, 1968, 73, 852.
16. N. Visvanathan. *Astrophys. J.*, 1969, 155, L 133.
17. В. А. Домбровский. *Астрон. цирк.*, 1970, № 571, 1.
18. R. Racine. *Astrophys. J.*, 1970, 159, L 99.

<sup>1</sup> Примечание при корректуре. Так как позиционный угол измеряется с неопределенностью  $\pm n\lambda$ , где  $n$  — целое число, то в большинстве случаев позиционные углы могут быть пропорциональными квадрату длины волны, что естественно объяснить фарадеевским вращением плоскости поляризации в магнитоактивной плазме.

СВЯЗЬ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД  
ТИПА UV CET С ВОЗРАСТОМ. I

П. Ф. Чугайнов

Определены характеристики вспышечной активности 14 красных карликовых звезд; 12 из них — звезды типа UV Cet. Наиболее обширный материал использован для четырех звезд (AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet), для которых наблюдения получены Международным патрулем вспыхивающих звезд. Для них найдено, что частота вспышек и выделяемая ими средняя энергия оставались постоянными в течение 2—3 лет, а наблюдаемые различия объясняются эффектом выборки. Распределение рассмотренных 14 звезд на диаграмме абсолютная величина  $M(102)$  — показатель цвета (102, 65) показывает, что среди них есть как молодые, так и старые звезды. Наибольшую вспышечную активность имеют молодые звезды типа UV Cet.

THE DEPENDENCE OF THE FLARE ACTIVITY OF UV Cet-type STARS ON THEIR AGE. I, by P. F. Chugainov. — Characteristics of the flare activity of 14 red dwarf stars have been determined. Twelve of them are UV Cet-type stars. The most detailed material is considered for 4 stars (AD Leo, EV Lac, YZ CMi and UV Cet), for which observations were made during the International Patrol of Flare Stars. It is found for these stars that the number of flares and the mean energy emitted (per the unit of time) do not vary for 2—3 years, and the differences observed are due to the effect of observational selection. The distribution of 14 stars studied on the diagram «absolute magnitude  $M(102)$  — colour index (102, 65)» shows that there are young and old stars between them. Young UV Cet-type stars possess the higher flare activity.

Вспышечная активность звезд типа UV Cet характеризуется общим числом вспышек, происшедших за фиксированный интервал времени, энергиями отдельных вспышек и полной энергией всех происшедших вспышек.

Для каждой зарегистрированной вспышки может быть определена величина

$$P = \int \frac{I_{0F}(t) - I_0}{I_0} dt,$$

где  $I_0$  — поток от звезды в ее спокойном состоянии и  $I_{0F}(t)$  — поток во время вспышки. В последнее время многие наблюдатели звезд типа UV Cet определяют эту величину и называют ее интегральной интенсивностью. В [1] в качестве характеристики суммарной энергии, выделяемой вспышками, предложено использовать величину  $\Sigma P/T$ , где  $T$  — общая продолжительность непрерывных наблюдений и  $\Sigma P$  — сумма интегральных интенсивностей всех вспышек, зарегистрированных за это время. Применимость характеристики  $\Sigma P/T$  здесь будет рассмотрена на более обширном, чем в [1], материале наблюдений. Мы проведем также сравнение величин  $\Sigma P/T$  для ряда звезд.

Для понимания природы звезд типа UV Cet и их эволюции представляет интерес изучение связи между вспышечной активностью и такими характеристиками звезд, как светимость, эффективная температура, возраст. Однако, как известно, имеются большие трудности в определе-

нии этих характеристик. В [2] было показано, что абсолютные величины красных карликовых звезд в фотометрических системах  $B, V, R, I$  зависят не только от болометрической светимости и эффективной температуры, но и от интенсивностей полос поглощения  $TiO$ . Аномалии поглощения  $TiO$  вызывают разброс положений красных карликовых звезд на таких диаграммах, как  $M_V, (B - V)$  и  $M_R, (R - I)$ . Поэтому на основании данных фотометрии  $B, V, R, I$  красных карликовых звезд трудно судить об их болометрических светимостях и эффективных температурах.

Поглощение  $TiO$  сравнительно мало влияет на распределение этих звезд на диаграмме абсолютная величина  $M$  (102) — показатель цвета (102, 65) (фотометрическая система Эггена [3]). Использование абсолютных величин  $M$  (102) имеет еще одно преимущество: в то время как болометрическая поправка к абсолютным величинам  $M_V$  в интервале спектральных классов  $M_0 - M_6$  изменяется, согласно Джонсону [4], от  $-1^m, 2$  до  $-3^m, 0$  и определена пока что весьма неуверенно, болометрическая поправка к  $M$  (102), судя по данным, приведенным в [3], в том же интервале спектральных классов практически постоянна и составляет приблизительно  $+0^m, 7$ . Показатель цвета (102, 65), как показано Эггеном [5], тесно связан с эффективной температурой. Таким образом, построение диаграммы  $M$  (102), (102, 65) для красных карликов имеет значительное преимущество перед диаграммами  $M_V, (B - V)$  и  $M_R, (R - I)$ , и мы будем ее здесь использовать.

#### 1. Вспышечная активность AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet

Для решения вопроса о применимости характеристики  $\Sigma P/T$  и возможных ее изменениях с временем необходимо рассмотреть самые продолжительные из имеющихся и однородные ряды наблюдений звезд типа UV Cet. С этой целью нами были рассмотрены фотоэлектрические наблюдения звезд AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet, полученные в результате работы Международного патруля вспышечных звезд [6—44], и по ним определены характеристики  $\Sigma P/T$  и другие, рассматриваемые далее. Почти все эти наблюдения были получены в фотометрической системе  $B$  и на телескопах с примерно одинаковыми диаметрами. Поэтому использованный материал можно считать достаточно однородным.

Небольшое число наблюдений было получено в системе  $U$  (обсерватории Тюсон и Серро-Тололо), близкой к  $U$  (обсерватория Маунт-Куба) и визуальной (обсерватория Арма). Результаты этих наблюдений мы редуцировали к системе  $B$ , используя соотношения

$$P_B = 0,15P_U, \quad P_B = 5P_V,$$

которые были получены на основе известных данных о показателях цвета ( $U - B$ ), ( $B - V$ ) излучения вспышек и самих звезд в их спокойном состоянии.

В табл. 1 приведены периоды наблюдений, обсерватории, принимавшие в них участие, общее число  $N_{\text{общ}}$  и верхний предел  $P_{\text{макс}}$  вспышек, зарегистрированных в данный период, общая продолжительность наблюдений  $T$  (при ее определении учитывалось перекрытие интервалов наблюдений на разных обсерваториях), сумма величин  $P$  и отношение  $\Sigma P/T$ . Остальные две величины, приведенные в табл. 1, будут рассмотрены ниже.

На фиг. 1 для ряда периодов наблюдений показана зависимость числа вспышек  $N(P)$ , интегральная интенсивность которых превосходит  $P$ , от  $P$ . По оси абсцисс отложен логарифм числа вспышек  $N_{1000}(P)$ , соответствующего 1000 мин наблюдений, а по оси ординат — логарифм величины  $P$ .

Эти зависимости дают возможность судить об относительном вкладе вспышек разных энергий в общую энергию, излучаемую вспышками. Однако, прежде чем делать заключения, следует рассмотреть влияние наблю-

Таблица 1

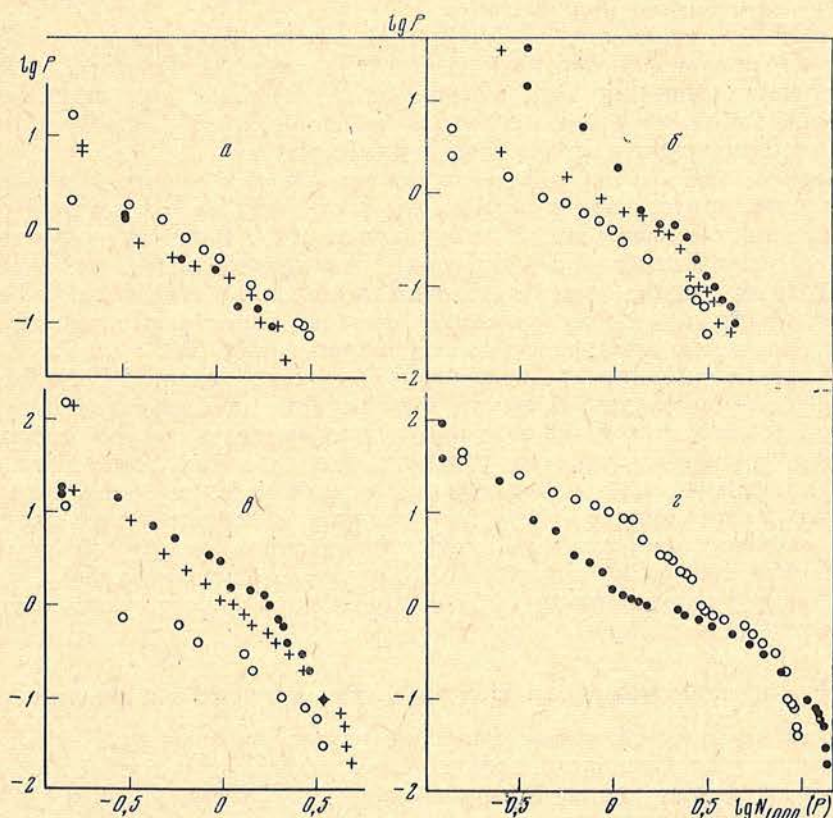
Звезда	Период наблюдений	Обсерватории	$N_{\text{общ}}$	$R_{\text{макс}}$ мин	$P_0$ , мин	$N(P > P_0)$	$T$ , мин	$\Sigma P$ , мин	$\Sigma P/T$
AD Leo	4.III—24.IV 1968 г. 9—24.II 1969 г.	Окаяма Окаяма, Бойден, Конко- ли, Катания, Бюракан, Научный, Маунт-Куба	7	1,5	0,10	6	3000	4,0	0,0013
			19	18	0,10	17	5694	28,1	0,0049
EV Lac*	1—12.III 1970 г. 6—26.VIII 1969 г. 2—19.IX 1969 г. 23.VIII—9.IX 1970 г.	Бойден, Научный, Окая- ма Научный Окаяма, Катания, Науч- ный Научный	$\frac{14}{40}$	$\frac{80}{80}$	$\frac{0,10}{0,10}$	$\frac{12}{35}$	$\frac{5168}{13862}$	$\frac{154,3}{186,4}$	$\frac{0,0299}{0,013}$
			14	36,9*	0,10	9	2895	64,1*	0,0211
			24	5,1*	0,10	18	7219	45,1*	0,0021
			$\frac{18}{56}$	$\frac{34,3^*}{36,9}$	$\frac{0,10}{0,10}$	$\frac{10}{37}$	$\frac{3580}{13694}$	$\frac{42,2^*}{118,4}$	$\frac{0,0118}{0,0086}$
YZ CMi	22.I—6.II 1968 г. 9—24.I 1969 г.	Лик, Бойден, Окаяма, Бюракан, Научный Катания, Бойден, Симе- из, Научный, Маунт-Ку- ба, Серро-Тололо, Арма, Окаяма	27	19	0,15	21	7239	83,7	0,0116
			25	150	0,15	14	6853	167,2	0,0244
UV Cet**	31.I—13.II 1970 г. 13—28.X 1968 г. 3—18.X 1969 г.	Окаяма, Окленд, Ката- ния, Научный Катания, Бойден, Окая- ма, Тюсон, Сименз Катания, Окленд, Науч- ный, Окаяма, Бойден	$\frac{32}{84}$	$\frac{>141}{150}$	$\frac{0,15}{0,15}$	$\frac{22}{57}$	$\frac{6383}{20475}$	$\frac{181,5}{432,4}$	$\frac{0,0284}{0,0211}$
			113	90**	0,20	64	8215	213,5**	0,0260
			61	45**	0,20	51	6316	225,9**	0,0358
			$\frac{174}{174}$	$\frac{90}{90}$	$\frac{0,20}{0,20}$	$\frac{115}{115}$	$\frac{14531}{14531}$	$\frac{439,4}{439,4}$	$\frac{0,0302}{0,0302}$

\* Измерялся суммарный блеск звезды и ее оптического спутника; при определении величин  $P$  влияние спутника было исключено.\*\* Измерялся суммарный блеск обеих компонент звезды; даны наблюдаемые значения  $P$ .



дательной селекции. Очевидно, что начиная с некоторого значения  $P$  часть вспышек остается незарегистрированной, так как они не могут быть замечены на фоне флуктуаций фототока. Звездные величины  $B$  AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet в их спокойном состоянии равны соответственно 11,0; 11,8; 12,8 и 14,0. Средние амплитуды флуктуаций фототока составляют около  $\pm 0^m,02$  для самой яркой из них и  $\pm 0^m,10$  для самой слабой. Для самой слабой из этих звезд предельно обнаружимой является вспышка с амплитудой  $3\sigma = 0,3$  и продолжительностью порядка 1 мин, т. е. с  $P \approx 0,15$ . Обращаясь к фиг. 1, *г*, мы видим резкий спад кривой, начиная со значений  $P$  около 0,15. Естественно считать, что этот спад вызван влиянием наблюдательной селекции. Аналогичный спад кривой замечен также на фиг. 1, *в*. В дальнейшем мы будем считать, что полученные числа вспышек не искажены наблюдательной селекцией для  $P$ , превосходящих  $P_0$ , значения которых мы приняли равными 0,10; 0,10; 0,15 и 0,20 для AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet соответственно. Числа вспышек  $N(P > P_0)$  приведены для каждой из звезд в табл. 1.

Рассмотрение фиг. 1 показывает, что зависимость  $N(P)$  от  $P$  можно считать степенной, причем значения  $d \lg N(P)/d \lg P$  находятся в пределах  $-0,5 \div -0,7$ . Отсюда следует, что общее количество энергии, излучаемой вспышками, определяется в основном самыми мощными вспышками, а вклад слабых вспышек незначителен. Таким образом, потеря части слабых вспышек, вызываемая наблюдательной селекцией, мало сказывается на величине  $\Sigma P$ .



Фиг. 1. Зависимость числа вспышек от величины  $P$

*а* — AD Leo (точки — период 4.III — 24.IV 1968 г., кружки — период 9 — 24.II 1969 г., крестики — период 1 — 12.III 1970 г.); *б* — EV Lac (точки — период 6 — 26.VIII 1969 г., кружки — период 2 — 19.IX 1969 г., крестики — период 23.VIII — 9.IX 1970 г.), *в* — YZ CMi (точки — период 22.I — 6.II 1968 г., кружки — период 9 — 24.I 1969 г., крестики — период 31.I — 13.II 1970 г.); *г* — UV Cet (точки — период 13 — 28.X 1968 г., кружки — период 3 — 18.X 1969 г.)

Если для каждой из звезд рассмотреть полученные в разные периоды наблюдений числа  $N$  ( $P > P_0$ ), то можно убедиться, что средняя частота вспышек постоянна. Действительно, допустим, имеется несколько периодов наблюдений одной и той же звезды с продолжительностями  $T_1, T_2, T_3, \dots$ , и для них получены значения  $N$  ( $P > P_0$ ), которые мы обозначим как  $N_1, N_2, N_3 \dots$ . Определим среднюю частоту вспышек для каждого периода  $N_i/T_i$ . Поскольку каждый период наблюдений состоит из большого числа неперекрывающихся малых интервалов времени, в течение которых наблюдения ведутся непрерывно, полученные значения  $N_i/T_i$  следует считать случайными величинами. Сравнение нескольких периодов наблюдений одной и той же звезды между собой показывает, что среднюю частоту вспышек каждой звезды можно считать постоянной, так как наблюдаемые разности  $N_i/T_i - N_k/T_k$  в большинстве случаев не превосходят вычисленные из выражения

$$\left| \frac{N_i}{T_i} - \frac{N_k}{T_k} \right| \approx \left( \frac{N_i}{T_i} + \frac{N_k}{T_k} \right)^{1/2}.$$

Вместе с тем данные табл. 1 показывают, что отношение  $\Sigma P/T$  для разных периодов наблюдений одной и той же звезды различается значительно. В среднем от периода к периоду это отношение изменяется в 2—3 раза, и в отдельных случаях различия достигают 10 раз. Возникает вопрос: связаны ли эти различия с реальными изменениями вспышечной активности от одного периода наблюдений к другому или же они вызваны случайными причинами?

В пользу случайности этих изменений говорит тот факт, что для большинства периодов наблюдений значения  $\Sigma P$  не очень отличаются от  $P_{\text{макс}}$ . Как правило, значение  $P_{\text{макс}}$  соответствует всего только одной наблюдавшейся вспышке, а факт регистрации одной самой мощной вспышки трудно рассматривать иначе как случайность.

Выше мы уже отмечали, что зависимость числа вспышек, для которых интегральная интенсивность превышает  $P$ , от  $P$  такова, что самые мощные вспышки вносят основной вклад в величину  $\Sigma P$ . Вследствие ограниченности рядов наблюдений мы не можем накопить большое число наблюдений самых мощных вспышек за один период, и по этой причине возникает еще один вид наблюдательной селекции: заметное различие в  $P_{\text{макс}}$  от периода к периоду и связанное с ним различие в  $\Sigma P$ .

Суммируя сказанное, мы считаем, что характеристика  $\Sigma P/T$  является наиболее важной при сравнении вспышечной активности звезд типа UV Cet (конечно, при условии однородности фотометрического материала). Эта характеристика отражает наиболее существенную особенность изучаемых звезд — количество энергии, выделяемой во время вспышек. У четырех звезд типа UV Cet, для которых к настоящему времени получен наиболее обширный материал, существенных изменений вспышечной активности на протяжении 2—3 лет не обнаружено, а наблюдаемые изменения характеристики  $\Sigma P/T$  вызваны в основном влиянием статистической выборки.

## 2. Вспышечная активность десяти других красных карликовых звезд

Нами были рассмотрены также результаты наблюдений еще десяти красных карликовых звезд, полученные с той же аппаратурой и по такой же методике, как и для четырех рассмотренных выше звезд [45—50]. Характеристики вспышечной активности этих звезд приведены в табл. 2. Принадлежность части из них к типу UV Cet была обнаружена Шаховской, Масленниковым, Алексеевым и автором. Шаховской были получены рассматриваемые здесь наблюдения V1054 Ori и звезды Барнарда. Для двух периодов наблюдений V1216 Sgr и одного периода наблюдений BD + 13°2618 нами использованы данные, полученные Международным

Таблица 2

Звезда	Период наблюдений	№общ	$P_{\text{макс}}$ мин	$T$ , мин	$\Sigma P$ , мин	$\Sigma P/T$
V1054 Oph *	4—11.VII 1970 г.	1	1,9*	1402	1,9*	0,0013
Звезда Барнарда	1.VII—10.VIII 1970 г.	0	—	694	<0,1	<0,00014
V1216 Sgr	26.VI—26.VII 1966 г.	10	7,7	6878	9,5	0,0014
	4—17.VII 1969 г.	12	0,9	1511	3,4	0,0022
	9.V—24.VII 1970 г.	9	0,2	3153	1,0	0,0003
		$\overline{31}$	$\overline{7,7}$	$\overline{11542}$	$\overline{13,9}$	$\overline{0,0012}$
BD + 43°44A	14.IX—15.XI 1970 г.	1	0,14	2388	0,14	0,000058
BD + 43°44B	5.XI—1.XII 1969 г.	14	0,8	1567	3,1	0,0020
BD + 13°2618	22.IV—20.VI 1969 г.	2	6,1	1896	6,7	0,0035
	31.III—28.IV 1970 г.	2	0,2	2466	0,3	0,00012
		$\overline{4}$	$\overline{6,1}$	$\overline{4362}$	$\overline{7,0}$	$\overline{0,0016}$
AC + 8°142—393**	31.VII—22.VIII 1970 г.	5	2,2**	1586	2,7**	0,0017
20 C 1250	20.VII—20.X 1969 г.	7	0,9	2816	1,9	0,00068
BD + 1°4774	11.VIII—3.XII 1970 г.	0	—	2668	<0,1	<0,000037
SZ UMa	14.VII—2.VIII 1970 г.	1	0,4	1732	0,4	0,00023

\* Измерялся суммарный блеск обеих компонент звезды; даны наблюдаемые значения  $P$ .

\*\* Измерялся суммарный блеск обеих компонент звезды, но влияние слабой компоненты вне вспышек незначительно. Каков компонента вспышка, неизвестно, предполагалось, что более яркая.

патрулем вспыхивающих звезд. Использованы также наблюдения V1216 Sgr, полученные Эндрюсом в 1966 г. [45]. Все наблюдения выполнены в фотометрической системе  $B$ . Рассматриваемый материал является однородным, и его можно сравнивать с тем, который был дан для AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet.

Для звезды Барнарда и BD + 1°4774 не было зарегистрировано ни одной вспышки, поэтому приведенные для них в табл. 2 значения  $\Sigma P/T$  представляют собой верхний предел. При вычислении  $\Sigma P/T$  для этих двух звезд мы условно предполагали, что  $\Sigma P$  не превышает 0,1.

### 3. Абсолютные величины $M(102)$ и показатели цвета (102, 65)

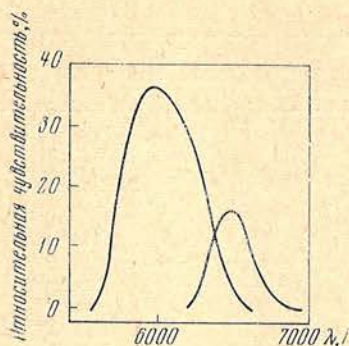
Для восьми из тех звезд, для которых нами определены характеристики вспышечной активности, абсолютные величины  $M(102)$  и показатели цвета (102, 65) определены Эггеном [3]. Они приведены в табл. 3. Для остальных рассматриваемых звезд  $M(102)$  и (102, 65) были определены автором.

Нами были проведены фотоэлектрические наблюдения в спектральных участках, близких к участкам (62) и (65) Эггена. Все наблюдения были

Таблица 3

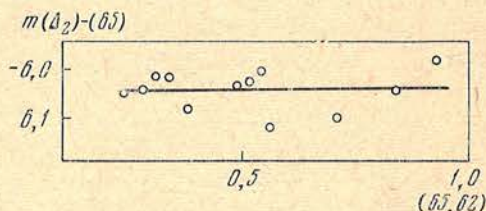
Звезда	$M(102)$	(102,65)	Звезда	$M(102)$	(102,65)
YZ CMi	8,8	+0,48	BD + 43°44A	7,6	-0,39
AD Leo	8,0	-0,09	BD + 43°44B	9,8	+0,08
V1054 Oph	8,0*	-0,48	BD + 13°2618	6,7	-0,55
Звезда Барнарда	9,9	+0,14	SZ UMa	7,4	-0,70

\* Для этой звезды был измерен суммарный блеск двух компонент. В таблице приведены значения  $M(102)$  и (102, 65), вычисленные в предположении, что светимости и показатели цвета компонент одинаковы.



Фиг. 2. Спектральная чувствительность

Фиг. 3. Зависимость разности величин  $m(\Delta_2) - (65)$  от показателя цвета (65, 62)



выполнены в августе 1970 г. на 70-см рефлексоре АЗТ-8, установленном в Симеизе. Кривые реакции нашей фотометрической системы показаны на фиг. 2. Нами использовались фотоумножитель ФЭУ-79 (мультищелочной фотокатод) и стеклянные фильтры ОС-14 (5 мм), КС-14 (2 мм) и КС-17 (3 мм), каждый из которых применялся в сочетании со стеклянным фильтром СЗС-16 (3 мм). Для каждой наблюдавшейся звезды отсчет, полученный с фильтрами КС-14 + СЗС-16, вычитался из отсчета с фильтрами ОС-14 + СЗС-16, а отсчет с фильтрами КС-17 + СЗС-16 вычитался из отсчета с фильтрами КС-14 + СЗС-16. Получаемые таким образом разности были обозначены соответственно как  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . При определении разностей  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  учитывалось влияние фона неба и атмосферной экстинкции. Кривая, расположенная на фиг. 2 левее, соответствует разности  $\Delta_1$ , а другая — разности  $\Delta_2$ .

Редукция полученных нами звездных величин и показателей цвета к системе Эггена осуществлялась по наблюдениям ряда звезд из списка Эггена. На фиг. 3 сопоставлены разности величин  $m(\Delta_2) - (65)$  с показателем цвета (65, 62). Как видно из нее, величины (65) могут быть получены из выражения

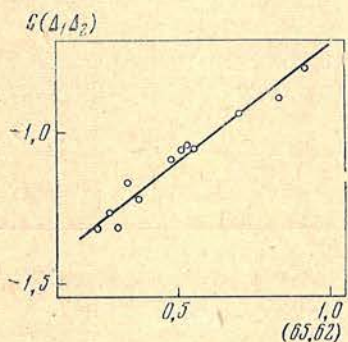
$$(65) = m(\Delta_2) + 6,04.$$

На фиг. 4 сопоставлены показатели цвета в нашей системе  $C(\Delta_1\Delta_2)$  и показатели цвета в системе Эггена (65, 62). Для перехода от  $C(\Delta_1\Delta_2)$  к (65, 62) было получено выражение

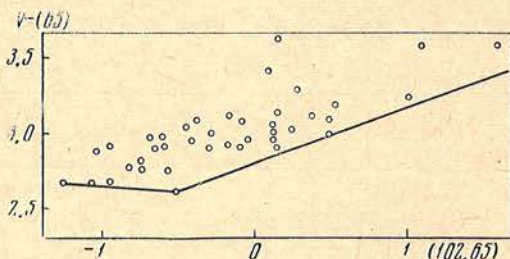
$$(65, 62) = 1,30C(\Delta_1\Delta_2) + 1,94.$$

Полученные по нашим наблюдениям звездные величины (65) и показатели цвета (65, 62) приведены во втором и третьем столбцах табл. 4.

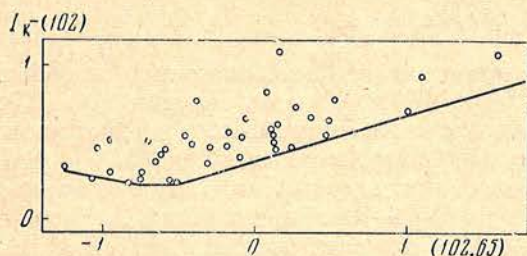
Звездные величины (102) звезд, входящих в табл. 4, были определены нами по величинам  $I_K$  в фотометрической системе Крона [51]. Согласно



Фиг. 4. Зависимость между показателями цвета  $C(\Delta_1\Delta_2)$  и (65, 62)



Фиг. 5. Зависимость разности величин  $V - (65)$  от показателя цвета (102, 65)



Фиг. 6. Зависимость разности величин  $I_K - (102)$  от показателя цвета (102, 65)

Фиг. 7. Зависимость между  $\delta [V - (65)]$  и  $\delta [I_K - (102)]$

Фиг. 8. Диаграмма абсолютная величина  $M(102)$  — показатель цвета (102, 65)

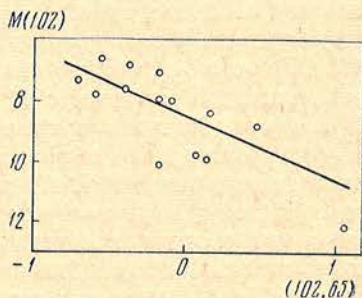
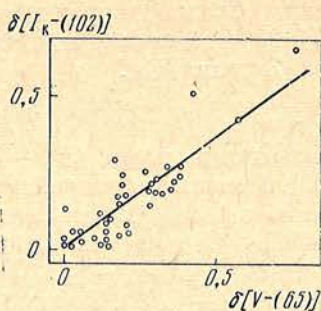


Таблица 4

Звезда	(65)	(65, 62)	(102)	$M(102)$	(102, 65)
EV Lac	7,16	+0,84	7,00	8,4	+0,16
UV Cet *	10,39	+1,15	9,34	12,2	+1,05
V1216 Sgr	7,21	+0,73	7,38	10,1	-0,17
AC + 8°142—393	7,07	+0,69	7,24	7,1:	-0,17
20 C 1250	7,14	+0,65	7,50	6,9:	-0,36
BD + 1°4774	6,02	+0,53	6,62	7,8	-0,60

\* Для этой звезды был измерен суммарный блеск двух компонент. В таблице приведены значения, вычисленные в предположении, что светимости и показатели цвета компонент одинаковы.

данным, полученным Эггеном, соотношение, связывающее величины  $I_K$  и (102), обладает большой дисперсией и не обеспечивает достаточно точного перехода от одних величин к другим. В [2] было показано, что это вызвано влиянием различий поглощения TiO на величины  $I_K$ . Здесь нами применена следующая методика, позволяющая по возможности исключить это влияние.

Мы предположили, что влияние поглощения TiO примерно одинаково как на величины  $I_K$ , так и на  $V$ . Если это так, то по разностям величин  $V - (65)$ , имевшимся в нашем распоряжении, можно судить о разностях величин  $I_K - (102)$ . Фиг. 5 и 6 поясняют это утверждение. На этих фигурах по данным Эггена нанесены значения  $V - (65)$  и  $I_K - (102)$  для ряда звезд с разными показателями цвета (102, 65). Отрезками прямых отмечены зависимости, соответствующие минимальному поглощению TiO. Нанесение точек на эти фигуры действительно показало, что в каждом случае разности ординат точек и соответствующих им отрезков прямых на обеих фигурах примерно одинаковы. Среднее соотношение между этими разностями, которые обозначим как  $\delta [V - (65)]$  и  $\delta [I_K - (102)]$ , мы получили, нанеся их на график, показанный на фиг. 7. Оно оказалось следующим:

$$\delta [I_K - (102)] = 0,728 [V - (65)].$$

Таким образом, порядок определения величин (102) и показателей цвета (102, 65) был следующий. Сначала с помощью соотношения, полученного Эггеном [3],

$$(102, 65) = 1,89(R - I)_K - 2,17$$

по показателям цвета  $(R - I)_K$  определялось приближенное значение (102, 65). Используя это значение (102, 65) и разность величин  $V - (65)$ , которая нам была известна, мы наносили звезду на фиг. 5 и определяли  $\delta [V - (65)]$ . С помощью приведенного выше выражения по  $\delta [V - (65)]$  мы определяли  $\delta [I_K - (102)]$  и наносили звезду на фиг. 6. Теперь можно было найти  $I_K - (102)$ . Поскольку  $I_K$  и (65) — нам были известны, то можно было найти (102) и (102, 65), значения которых приведены в четвертом и шестом столбцах табл. 4. Можно было бы в качестве второго приближения повторить всю эту процедуру, используя теперь полученное значение (102, 65) вместо приближенного. Однако оказалось, что результат второго приближения совпадает с первым.

Для контроля мы сравнили полученные значения (102, 65) с теми, которые можно было определить, используя среднюю зависимость между показателями цвета (65, 62) и (102, 65), построенную по данным Эггена. Это сравнение показало, что различия между значениями (102, 65), полученными обоими способами, не превышают  $0^m,05 - 0^m,07$ . Таким образом можно считать, что ошибки полученных нами величин (102) и показателей цвета (102, 65) составляют приблизительно  $0^m,02 - 0^m,03$ .

Абсолютные величины  $M$  (102) рассматриваемых звезд приведены в пятом столбце табл. 4. Мы вычислили их, используя значения параллаксов, приведенные в каталоге Глизе [52]. Двоеточием отмечены значения  $M$  (102) для тех звезд, которые имеют относительно большие ошибки определения параллакса.

На фиг. 8 показано распределение всех 14 рассматриваемых красных карликовых звезд на диаграмме абсолютная величина  $M$  (102) — показатель цвета (102, 65). Сплошная линия показывает среднее положение звезд молодого населения диска по Эггену [3].

#### 4. Сравнение вспышечной активности с положением звезд на диаграмме $M$ (102), (102, 65)

Чтобы сравнить вспышечную активность рассматриваемых звезд, воспользуемся полученными для них значениями величины  $\Sigma P/T$ . Эта величина равна отношению среднего (по времени) потока, излучаемого вспышками, к потоку, излучаемому звездой в спокойном состоянии. Как известно, при фотометрировании звезды наблюдения дают величину, пропорциональную создаваемой ей освещенности, и мы выражаем ее в шкале звездных величин. Аналогично можно ввести понятие средней освещенности, создаваемой вспышками, и соответствующей ей звездной величины в системе  $B$

$$m_{BF} = m_B - 2,5 \lg \Sigma P/T,$$

где  $m_B$  — звездная величина звезды в спокойном состоянии в системе  $B$ . При сравнении энергии, излучаемой вспышками, следует перейти от видимых величин  $m_{BF}$  к абсолютным согласно известному соотношению

$$M_{BF} = m_{BF} + 5 + 5 \lg \pi,$$

где  $\pi$  — параллакс звезды. Полученные значения  $M_{BF}$  приведены в табл. 5.

Сравнение изученных звезд между собой не показало корреляции  $M_{BF}$  с абсолютной величиной звезды  $M$  (102) и показателем цвета (102, 65). Представляет интерес сравнение  $M_{BF}$  с характеристикой  $\Delta M(102)$  — разностью ординат соответствующей точки и сплошной линии на фиг. 8. Эта величина, введенная в употребление Эггеном [3], — характеристика

Таблица 5

Звезда	$M_{BF}$	$\Delta M$ (102)	Звезда	$M_{BF}$	$\Delta M$ (102)
AD Leo	17,2	-0,3	V1054 Oph	21,0*	0,00
BD + 13°2618	17,6	-0,6	UV Cet	21,9*	+1,4
YZ CMi	18,1	-0,7	BD + 43°44 B	21,8	+1,1
EV Lac	18,4	-0,3	V1216 Sgr	22,2	+2,0
AC + 8°142—393	18,6	-1,0:	BD + 43°44 A	22,5	0,0
20 C 1250	19,0	-0,8:	BD + 1°4774	>22,7	+0,6
SZ UMa	20,2	+0,4	Звезда Барнарда	>24,6	+1,1

\* При определении  $M_{BF}$  предполагалось, что вспышечная активность поровну распределена между обеими компонентами.

возраста звезды. Можно считать, что красные карликовые звезды, имеющие отрицательные  $\Delta M$  (102), молодые (возраст не более  $10^8$  лет), а те, для которых  $\Delta M$  (102) положительно, — старые (возраст порядка  $10^9$  лет). Поскольку вопрос о дисперсии величин  $M$  (102) для звезд фиксированного возраста еще недостаточно изучен, то выводы сейчас могут быть лишь качественными.

Рассмотрение табл. 5, где приведены значения  $\Delta M$  (102), показывает, что среди изученных нами звезд имеются как молодые, так и старые. Следует подчеркнуть, что отрицательные  $\Delta M$  (102) не могут быть вызваны двойственностью звезд, так как эффекты двойственности нами учитывались.

Наиболее мощной вспышечной активностью обладают шесть звезд с отрицательными значениями  $\Delta M$  (102): AD Leo, BD + 13° 2618, YZ CMi, EV Lac, AC + 8° 142—393 и 20 C 1250. Звезды с положительными и нулевыми значениями  $\Delta M$  (102) показывают меньшую вспышечную активность или совсем ее не обнаруживают. Таким образом, наши данные в общем подтверждают существующую точку зрения, что вспышечная активность связана с начальной стадией эволюции звезд. Но, может быть, как раз исключения из этого правила представляют наибольший интерес для понимания природы звезд типа UV Cet. Поэтому мы хотим обратить внимание на такие звезды, как BD + 43°44 B и V 1216 Sgr. Эти две звезды показывают довольно заметную вспышечную активность. По положению на диаграмме  $M$  (102), (102, 65) они сходны со звездой Барнарда, не показавшей вспышек и считающейся классическим примером старых звезд. Таким образом, насколько можно судить по нашему материалу, BD 43°44 B и V 1216 Sgr необычно активны среди старых красных карликовых звезд. Для большей определенности наших выводов необходимо дальнейшее расширение материала наблюдений.

Необходимо сделать специальное замечание относительно самой звезды UV Cet. Согласно табл. 5 для нее  $\Delta M$  (102) составляет  $+1^m,4$ . Однако нужно иметь в виду, что масса этой звезды меньше предела Кумара [53]. Эволюция таких звезд, как показано Кумаром, проходит особым путем, и их нельзя сравнивать с обычными красными карликовыми звездами.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Н. И. Шаховской, предоставившей данные наблюдений ряда звезд до их опубликования, и Р. Е. Гершбергу, прочитавшему рукопись и сделавшему полезные замечания.

Декабрь 1970 г.

#### Литература

1. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 7.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45.
3. O. J. Eggen. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1968, 16, 49.
4. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1965, 141, 170.
5. O. J. Eggen. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1967, 14, 307.

6. K. Ichimura. Tokyo Astron. Bull., 1968, N 187.
7. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 340.
8. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 364.
9. B. Szeidl. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 345.
10. V. Oskanian. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 345.
11. S. Cristaldi, M. Narbone, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 333.
12. K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 334.
13. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 441.
14. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 433.
15. K. Osawa, T. Noguchi, T. Okada, K. Ichimura, E. Watanabe, K. Okida. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 432.
16. K. Osawa, T. Noguchi, T. Okada, K. Ichimura, E. Watanabe, K. Okida. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 399.
17. S. Cristaldi, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 403.
18. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 410.
19. K. L. Maslennikov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 401.
20. P. F. Chugainov, K. L. Maslennikov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 485.
21. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Inform. Bull. Var. Stars, 1968, N 267; Tokyo Astron. Bull., 1968, N 180.
22. V. S. Oskanian. Inform. Bull. Var. Stars, 1968, N 268.
23. P. F. Chugainov. Inform. Bull. Var. Stars, 1968, N 266.
24. J. P. Eksteen, T. Schmidt. Inform. Bull. Var. Stars, 1968, N 264.
25. K. Stepien. Inform. Bull. Var. Stars, 1968, N 305.
26. N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 339.
27. S. Cristaldi, M. Narbone, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 332.
28. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 331.
29. P. F. Chugainov. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 338.
30. J. P. Eksteen, A. H. Jarrett. Monthly Notices Astron. Soc. South Afr., 1969, 28, 34.
31. R. B. Herr. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 363.
32. W. E. Kunkel. Nature, 1969, 222, 1129.
33. A. D. Andrews, P. Corvan, B. Hardy, P. Johnston, W. Johnston, J. Perrott. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 325.
34. S. Cristaldi, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 423.
35. K. Osawa, T. Noguchi, T. Okada, K. Ichimura, E. Watanabe, K. Okida. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 426.
36. F. M. Bateson. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 451.
37. S. Cristaldi, M. Rodono. 1968. Private communication.
38. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe. Inform. Bull. Var. Stars, 1968, N 310.
39. P. F. Chugainov, R. J. Havlen, B. E. Westerlund, R. E. White. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 343.
40. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 411.
41. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 406.
42. S. Cristaldi, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 404.
43. K. Osawa, T. Noguchi, T. Okada, K. Ichimura, E. Watanabe, K. Okida. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 405.
44. F. M. Bateson, B. F. Marino, W. S. G. Walker. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 450.
45. A. D. Andrews. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, 542.
46. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 379.
47. R. Costa, S. Cristaldi, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 461.
48. S. Cristaldi, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 439.
49. N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1969, N 361.
50. K. L. Maslennikov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1970, N 487.
51. G. E. Kron, S. C. B. Gascoigne, H. S. White. Astron. J., 1957, 62, 205.
52. W. Gliese. Veroff. Astron. Rechen-Inst., 1969, N 22.
53. S. Kumar. Astrophys. J., 1963, 137, 1121.



## ПЯТИЦВЕТНАЯ ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ФОТОМЕТРИЯ DI Cep

П. П. Петров

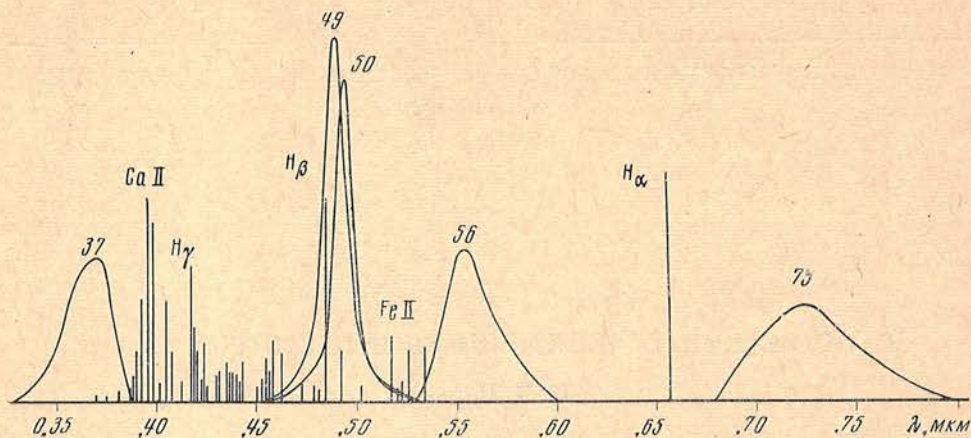
Для наблюдений DI Cep применена специальная четырехцветная фотометрическая система, свободная от влияния сильных эмиссионных линий в спектрах звезд типа T Тельца. Пятый фильтр использовался для грубой оценки эмиссии  $H_{\beta}$ . Наблюдения, проведенные на телевизионной установке Крымской астрофизической обсерватории, обнаружили нерегулярные колебания цветовой температуры переменной от 9500 до 5000° K. При максимальной температуре распределение энергии в спектре DI Cep соответствует нормальным звездам класса A с абсорбционным бальмеровским скачком. Понижение температуры сопровождается уменьшением бальмеровского скачка и усилением эмиссии  $H_{\beta}$ . Положение переменной на теоретической диаграмме  $\lg R \sim \lg T$  дает оценку ее массы, заключенную в пределах 1,2—1,7  $M_{\odot}$ .

FIVE-COLOUR TV-PHOTOMETRY OF DI Cep, by P. P. Petrov.— A special 4-colour photometric system within spectral range 0.37—0.73  $\mu\text{m}$  has been used for TV-photometry of DI Cep. This system is free from the influence of bright lines in the spectra of T Tau stars. A fifth pass-bands has been used for estimation of  $H_{\beta}$  emission. Observations show irregular variations of colour temperature between 9500° K and 5000° K. At the maximum of the temperature of DI Cep its energy distribution in the continuum is similar to that of normal A stars with Balmer-jump in absorption. Decrease of the temperature is followed by the diminuation of Balmer-jump down to zero and brightening of  $H_{\beta}$  emission line. The position of DI Cep on the  $\log R$  vs  $\log T$  theoretical diagram permits to estimate its mass within 1,2—1,7  $M_{\odot}$ .

Многочисленные работы, посвященные фотометрии звезд типа T Тельца, ограничиваются, как правило, общепринятой системой *UBV*. Это дает представление о характере переменности в трех спектральных участках и позволяет нанести исследуемые звезды на стандартную диаграмму Герцшпрунга — Рессела. Однако все подобные измерения подвержены влиянию сильных эмиссионных линий переменной интенсивности, характерных для звезд этого типа. Особенно велико влияние кальциевой эмиссии и эмиссии  $H_{\beta}$  на полосу *B*. В 1964 г. Ю. Смак [1] попытался по возможности освободить величины *B* от влияния эмиссий, применив более узкий фильтр. В результате полученные цвета (*B* — *V*)\* показали бóльшую корреляцию с величиной *V*. Звезды типа T Тельца заняли на диаграмме более определенное положение, сместившись вверх от главной последовательности.

Использование фотометрической системы, свободной от влияния эмиссий, может преследовать и другие цели, в частности получение распределения энергии в непрерывном спектре. Решение этой задачи спектрофотометрическим путем довольно затруднительно, так как большинство звезд типа T Тельца слабее  $13^m$  и на средних телескопах требуются большие экспозиции, нивелирующие быстрые изменения в спектре звезды.

Нами предпринята попытка использовать для фотометрии подобного типа звезд ряд узкополосных фильтров, выбранных таким образом, чтобы избежать по возможности влияния сильных эмиссионных линий. На



Фиг. 1. Эмиссионный спектр звезд типа Т Тельца и кривые реакции инструментальной фотометрической системы

фиг. 1 схематически изображены интенсивности эмиссионных линий в спектрах звезд типа Т Тельца по данным Джоя [2] для звезд с максимальной эмиссией. На том же рисунке нанесены кривые реакции использованной фотометрической системы для источника с равномерной энергией с учетом спектральной чувствительности мультищелочного фотокатода, пропускания фильтров и оптики телескопа. Характеристики использовавшихся фильтров приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Фильтры	$\lambda_{\text{max}}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	$T_{\text{max}}, \%$	$\lambda_{\text{эфф.}}, \text{ \AA}$ (для звезд К5)
УФС-2 (2 мм) + СЗС-7 (3 мм)	3680	300	36	3675
Интерференционный	4900	100	44	4900
Интерференционный	4960	100	40	4960
ОС-12 (3 мм) + СЗС-18 (3 мм)	5530	300	24	5575
КС-19 (3 мм) + УФС 1 (2 мм)	7250	500	40	7270

В дальнейшем эти фильтры будут обозначаться индексами 37, 49, 50, 56, 73 в порядке возрастания эффективных длин волн, а звездные величины в соответствующих фильтрах — теми же индексами в круглых скобках.

Наблюдения в фильтрах 37, 50, 56 и 73 дают распределение энергии в широком интервале длин волн. Фильтр 49 использовался для грубой оценки эмиссии в  $H_{\beta}$ . Вообще говоря, большую информацию можно было бы получить, включив в эту систему фильтры для измерения эмиссий в двух-трех линиях, однако из-за некоторых технических трудностей пришлось ограничиться пока перечисленными пятью фильтрами. Другой недостаток данной системы — сравнительно малое пропускание фильтров.

Повысить проникающую способность системы можно при использовании высокочувствительных приемников излучения, таких, как ЭОП и суперортикон. Это понижает точность измерений (до  $0^m,1$ ) по сравнению с электрофотометрией, но повышение проникающей способности на 4—5<sup>m</sup> настолько увеличивает количество доступных для наблюдений на среднем телескопе звезд, что отказ от высокой точности фотометрии кажется вполне оправданным.

Объектом наблюдений была выбрана ДI Сер. По спектральным наблюдениям Минковского [3] и Э. С. Бродской [4] эта звезда была отнесена к типу Т Тельца. П. Н. Холопов [5] отмечает нерегулярные колебания блеска с амплитудой до  $1^m$  и средней фотографической величиной  $12^m,5$ . Наблюдения проводились на телевизионной установке Крымской астрофизической обсерватории, на телескопе МТМ-500 ( $F = 6$  м,  $D = 0,5$  м). Описание аппаратуры, а также некоторые вопросы фотометрии звезд по телевизионным снимкам даны в [6—8].

Из-за низкой точности телевизионной фотометрии ( $0^m,1$ ) был упрощен как процесс наблюдений, так и их обработка, в частности определение величин стандартных звезд в инструментальной фотометрической системе. При наблюдениях ДI Сер в качестве стандарта использовались шесть звезд скопления NGC 7654, расположенного в  $7^\circ$  от переменной. Звезды были выбраны близкими по блеску и по цвету к ДI Сер. Использовать звезды сравнения в непосредственной близости от переменной не представлялось возможным, так как поле телевизионной системы составляло всего  $10' \times 10'$ . Величины стандартных звезд в используемой системе вычислялись следующим образом.

По известным цветам ( $U - B$ ) и ( $B - V$ ) [9] были определены  $Q$ -методом спектральные классы звезд, их истинные цвета  $(U - B)_0$ ,  $(B - V)_0$  и избытки цвета  $CE_{U-V}$ ,  $CE_{B-V}$ . Затем было учтено межзвездное поглощение света с помощью кривой Уитфорда и таким образом получены наблюдаемые распределения энергии для каждой стандартной звезды. Использовались данные о распределении энергии в спектрах нормальных звезд V класса светимости, полученные Кодом [10], Оке [11] и Аллером [12]. Далее, зная кривые реакции системы, нетрудно вычислить величины (37), (49), (50), (56) и (73) каждой звезды, принимая для звезд А0  $(37) = (49) = (50) = (56) = (73) = V$ .

Для контроля были вычислены также величины  $U_0$ ,  $B_0$ ,  $V_0$  по распределениям энергии стандартных звезд без учета межзвездного поглощения света и величины  $U$ ,  $B$ ,  $V$  по наблюдаемым распределениям энергии (с учетом межзвездного поглощения). Кривые реакции системы  $UBV$  взяты согласно [13]. Найдены цвета звезд и избытки цвета в системе  $UBV$ . Сравнение их с [9] показывает расхождение около  $\pm 0^m,03$ , что вполне удовлетворительно при нашей точности фотометрии. Результаты вычислений сведены в табл. 2 в следующей последовательности: столбец 1 — номер звезды по каталогу [9]; столбцы 2—4 — величины и цвета звезды в системе  $UBV$  по тому же каталогу; столбец 5 — величина  $Q$ , вычисленная по формуле  $Q = (U - B) - 0,72(B - V)$ ; столбцы 6—8 — спектральный класс и истинные цвета звезд, определенные  $Q$ -методом; столбцы 9, 10 — избытки цвета  $CE_{U-B} = (U - B)_0 - (U - B)$ ,  $CE_{B-V} = (B - V)_0 - (B - V)$ ; столбцы 11—14 — контрольные величины: избытки цвета и цвета, вычисленные по распределениям энергии стандартных звезд с кривыми реакции системы  $UBV$ ; столбцы 15—19 — внеатмосферные звездные величины стандартных звезд в инструментальной системе.

Наблюдения ДI Сер проводились по следующей схеме. В каждую ночь выбирался единый для всей ночи режим работы аппаратуры таким образом, чтобы переменная звезда на экране кинескопа была достаточно хорошо видна во всех фильтрах. В этом режиме фотографировались стандартные звезды последовательно в фильтрах 37, 49, 50, 56, 73, затем переменная во всех фильтрах в той же последовательности и снова стандарт. Для учета фотометрических искажений по полю телевизионной системы с помощью специальной оптической системы на фотокатод суперорбитрона проектировалась испытательная таблица, представляющая собой металлическую пластинку с рядами отверстий одинакового диаметра, имитирующих звезды. Пластинка освещалась через синий фильтр калиброванным осветителем, и изображения имитированных таким образом звезд фотографировались с экрана кинескопа.

Таблица 2

Номер звезды	$U$	$U - B$	$B - V$	$Q$	$Sp$	$(U - B)_0$	$(B - V)_0$	$CE_{U-B}$	$CE_{B-U}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4	10 <sup>m</sup> 45	-0 <sup>m</sup> 05	+0 <sup>m</sup> 57	-0,46	B5	-0 <sup>m</sup> 57	-0 <sup>m</sup> 16	0 <sup>m</sup> 52	0 <sup>m</sup> 73
6	10,67	-0,04	,58	,46	B5	,57	,16	,53	,74
7	10,28	-0,09	,54	,48	B4	,60	,17	,51	,71
8	11,31	-0,13	,46	,46	B5	,57	,16	,44	,62
9	11,41	-0,08	,57	,49	B4	,61	,17	,53	,74
12	13,21	+0,09	,57	,32	B7	,41	,12	,50	,69

Таблица 2 (окончание)

Номер звезды	$CE_{U-B}^*$	$CE_{B-U}^*$	$(U - B)^*$	$(B - V)^*$	(37)	(49)	(50)	(56)	(73)
	11	12	13	14	15	16	17	18	19
4	0 <sup>m</sup> 53	0 <sup>m</sup> 71	-0 <sup>m</sup> 06	+0 <sup>m</sup> 59	11 <sup>m</sup> 01	10 <sup>m</sup> 77	10 <sup>m</sup> 77	10 <sup>m</sup> 45	10 <sup>m</sup> 01
6	,53	,71	-0,06	,59	11,23	10,99	10,99	10,67	10,24
7	,53	,71	-0,06	,59	11,84	11,60	11,60	11,28	10,85
8	,46	,59	-0,15	,46	11,66	11,61	11,61	11,31	11,04
9	,53	,71	-0,06	,59	11,97	11,73	11,73	11,41	10,98
12	,51	,69	+0,10	,55	13,53	13,75	13,53	13,21	12,54

Во время съемки в течение всей ночи использовалась одна пленка, которая затем целиком проявлялась, что обеспечивало правильность фотометрической привязки между отдельными снимками. Обработка отснятых пленок проводилась на микрофотометре МФ-2. По стандартным звездам строились характеристические кривые для данной ночи. Поскольку шести звезд для построения характеристической кривой в общем случае недостаточно, участки кривой, построенные в разных фильтрах, совмещались параллельным сдвигом в единую кривую.

В течение пяти месяцев было получено три ряда наблюдений. С 23.VI по 11.XII 1969 г. получено 14 оценок блеска переменной в каждом фильтре. Для выявления быстрых колебаний блеска 16.VIII 1969 г. звезда наблюдалась непрерывно в течение 3 час в четырех фильтрах (без измерений в  $H_{\beta}$ ). Время одного наблюдения в четырех фильтрах составляло 10 мин. Такой же короткий ряд непрерывных наблюдений был повторен 5.I 1970 г. во всех пяти фильтрах. Время оценки блеска в пяти фильтрах сокращено до 3 мин. Переменная и стандарт всегда наблюдались на достаточно малых зенитных расстояниях, чтобы ошибки, обусловленные экстинкцией, не превышали точности телевизионной фотометрии. В табл. 3 сведены все результаты наблюдений.

Кривые блеска представлены на фиг. 2. Звезда обнаруживает весьма быстрые колебания блеска, особенно в ультрафиолетовой и красной частях спектра. Наименьшая амплитуда колебаний, почти не превышающая ошибок измерений, наблюдается в фильтре 49 ( $H_{\beta}$ ). Заметна некоторая корреляция между изменениями блеска в разных фильтрах. Для контроля точности были сделаны оценки блеска одной из стандартных звезд (№ 9). При этом характеристические кривые строились по остальным стандартным звездам, а звезда № 9 измерялась как переменная. Результаты измерений приведены на фиг. 3. Среднеквадратичная ошибка одной оценки блеска составляет  $\pm 0^m,10$  в фильтрах 49, 50, 56, 73 и  $\pm 0^m,12$  в ультрафиолете.

Для дальнейшего анализа кривых блеска DI Сер целесообразно построить диаграммы цвет — величина.

Таблица 3

Дата	Время местное	(37)	(49)	(50)	(56)	(73)	(49-50)	CI
1969 г.								
23.VII		12,02	11,74	11,70	11,30	10,87	+0,04	0,77
24.VII		11,82	11,58	11,75	11,16	10,74	—,17	0,84
30.VII		12,02	11,54	11,55	11,00	10,63	—,01	0,97
2.VIII		12,03	11,71	11,54	11,18	10,43	+ ,27	0,98
9.VIII		12,26	11,75	12,02	11,45	10,60	—,17	1,12
11.VIII		12,35	11,53	11,72	11,13	10,32	—,19	1,31
15.VIII		12,34	11,50	11,54	11,20	10,31	—,04	1,18
16.VIII		12,25	11,70	11,95	11,46	10,85	—,25	0,94
27.IX		11,77	11,60	11,52	11,27	10,72	+ ,08	0,65
30.IX		11,88	11,52	11,64	11,31	10,47	—,12	0,87
11.X		12,12	11,70	11,70	11,18	10,65	—,00	0,99
6.XII		12,00	11,27	11,52	11,14	10,45	—,25	0,96
8.XII		12,11	11,69	11,61	11,20	10,93	+ ,08	0,80
11.XII		11,98	11,64	11,67	11,37	10,78	—,03	0,75
1970 г.								
16-17.VIII	23 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup>							
	23 30	11,80		11,24	11,20	10,84		0,68
	23 48	11,76		11,52	11,20	10,89		0,60
	00 07	11,80		11,47	11,15	10,62		0,72
	00 20	11,58		11,43	11,31	10,83		0,43
	00 36	12,10		11,97	11,69	10,96		0,71
	00 46	11,92		11,84	11,69	10,96		0,56
	01 06	12,13		11,85	11,60	10,72		0,83
	01 23	12,04		11,76	11,76	11,04		0,50
	01 40	11,80		11,60	11,35	10,91		0,57
	02 05	11,90		11,75	11,75	10,89		0,51
	02 25	11,81		11,94	11,73	11,04		0,49
		11,87		12,12	11,64	10,63		0,71
5.I								
	19 27	12,04	11,75	11,90	11,34	10,60	-0,15	1,00
	19 47	12,07	11,75	11,90	11,38	10,82	—,15	0,88
	19 53	12,00	11,65	11,78	11,48	10,69	—,13	0,80
	19 57	12,18	11,73	11,70	11,36	10,81	+ ,03	0,86
	20 00	12,00	11,68	11,72	11,33	10,75	—,04	0,81
	20 08	11,80	11,59	11,65	11,38	10,60	—,06	0,73
	20 23	11,85	11,74	11,78	11,33	10,60	—,04	0,85
	20 31	11,87	11,67	11,52	11,18	10,71	+ ,15	0,70
	20 55	11,64	11,70	11,50	11,55	11,15	+ ,20	0,22
	21 03	11,92	11,84	11,58	11,55	11,33	+ ,26	0,31
	21 08	11,95	11,75	11,50	11,45	11,15	+ ,25	0,42
	21 24	11,95	11,90	11,51	—	11,26	+ ,39	—
	21 37	11,90	11,90	11,68	11,50	11,35	+ ,22	0,36

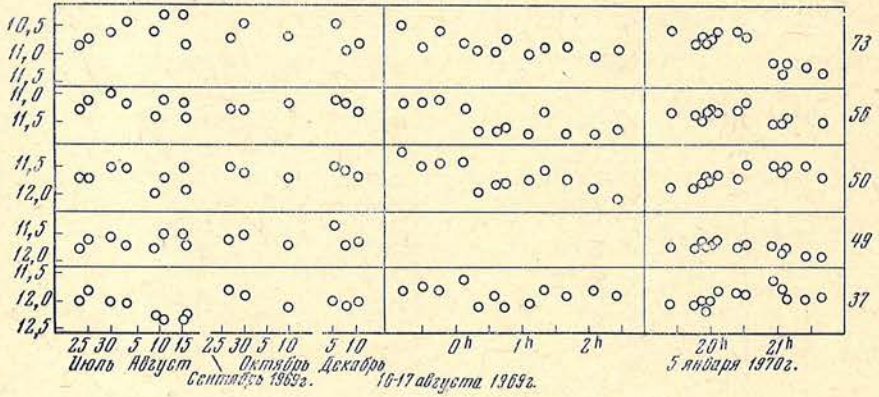
В качестве показателя цвета был выбран параметр

$$CI = \frac{(37 + 50) - (56 + 73)}{2},$$

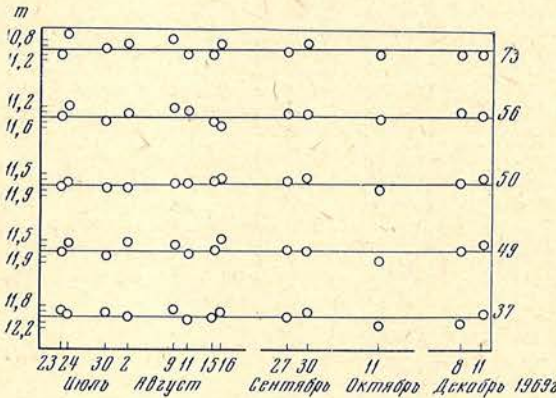
являющийся «средним» цветом звезды, включающим в себя независимые измерения в четырех участках спектра. Зависимость этого цвета DI Сер от величин (37), (50), (56), (73) приведена на фиг. 4. Можно сказать, что изменения цвета звезды обусловлены в основном колебаниями блеска в фильтрах 37 и 73, причем колебания противофазны: с увеличением светового потока в полосе 37 поток в 73 уменьшается, и наоборот. Для более наглядного представления этого процесса можно построить последовательный ряд распределений энергии в спектре переменной. Разобьем весь диапазон изменений цвета CI на пять примерно равных интервалов и усредним в каждом интервале соответствующие величины (37), (49), (50), (56), (73). Получим, таким образом, набор распределений энергии, расположенных в порядке изменения цвета CI (табл. 4).

Как уже указывалось, инструментальная система звездных величин определена таким образом, чтобы (37) = (49) = (50) = (56) = (73) = V

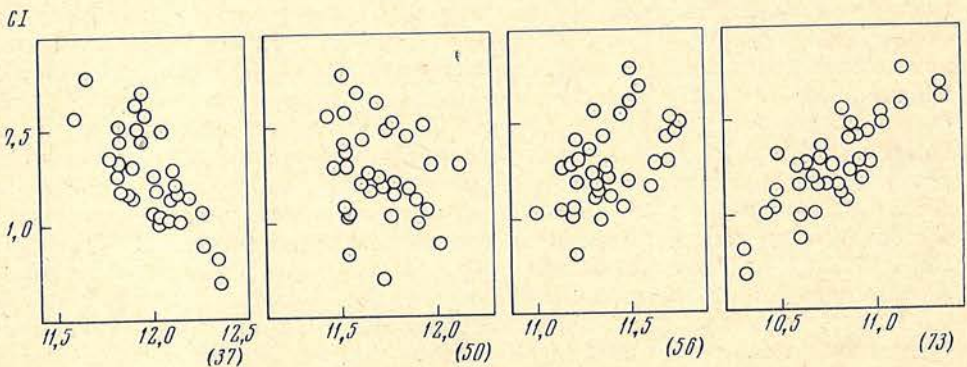
Диапазон изменений <i>CI</i>	Число наблюдений	Усредненные величины				
		(37)	(49)	(50)	(56)	(73)
0,48 ÷ 0,40	3	11,82	11,81	11,59	11,53	11,28
0,40 ÷ 0,62	8	11,85	11,67	11,66	11,52	11,09
0,62 ÷ 0,84	13	11,95	11,66	11,69	11,35	10,77
0,84 ÷ 1,06	11	12,02	11,64	11,71	11,28	10,63
1,06 ÷ 1,31	3	12,32	11,59	11,76	11,26	10,41



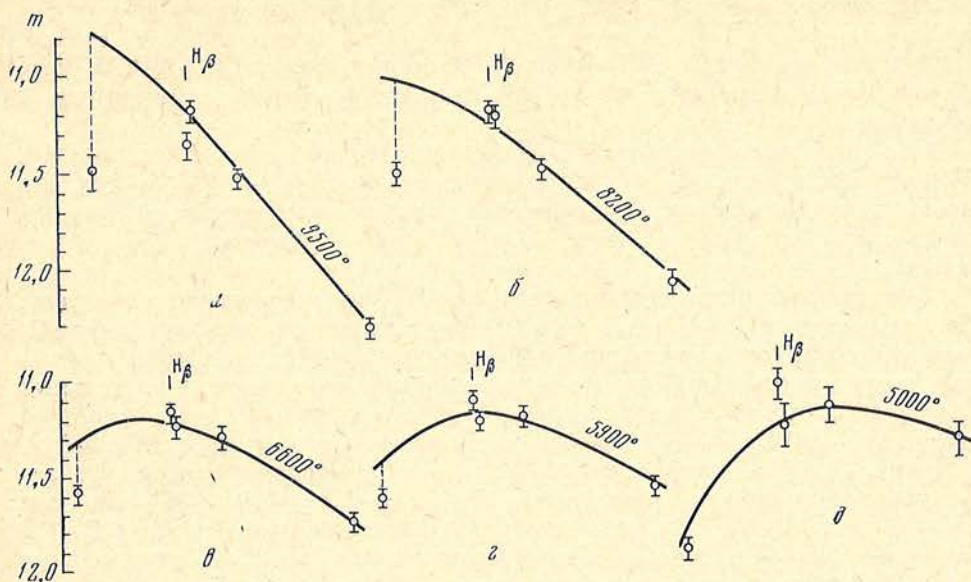
Фиг. 2. Кривые блеска DI Сер в фильтрах 37, 49, 50, 56, 73



Фиг. 3. Оценки блеска контрольной звезды



Фиг. 4. Диаграмма цвет — величина DI Сер



Фиг. 5. Распределение энергии в спектре DI Сер

для звезд A0 V. Зная среднее распределение энергии в звездах A0 V, нетрудно перевести полученные относительные распределения энергии DI Сер в абсолютные. Результаты вычислений представлены на фиг. 5. Энергетическая шкала дана в звездных величинах с произвольным нулевым пунктом, единым для всего ряда наблюдений. Кроме того, в полученные распределения энергии DI Сер введены поправки для исключения влияния межзвездного поглощения света. Модуль расстояния принят, по Холопову,  $8^m \pm 1^m$  [14]. Кружками нанесены усредненные в пяти интервалах величины (37), (50), (56) и (73), вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные ошибки средних значений, вызванные естественным разбросом звездных величин внутри каждого интервала. Сплошные кривые — распределения энергии абсолютно черного тела, выбранные из семейства планковских кривых таким образом, чтобы получить наилучшее совмещение с наблюдаемыми по трем точкам непрерывного спектра, исключая ультрафиолет. Цветовая температура переменной меняется в довольно широких пределах: от 9500 до 5000° K. Отклонение наблюдаемого потока в ультрафиолете от планковского, обусловленное, по-видимому, бальмеровским скачком, постепенно уменьшается с понижением цветовой температуры. Наиболее низкой температуре соответствует распределение энергии, в пределах ошибок не отличающееся от планковского (фиг. 5, г). Разность величин (49—50), являющаяся показателем интенсивности H $\beta$ , заметно коррелирует с цветом звезды, причем интенсивность H $\beta$  увеличивается с уменьшением цветовой температуры. Можно также показать, что линия H $\beta$  наблюдается не только в эмиссии, но и в абсорбции. При отсутствии линии H $\beta$  цвет (49—50) равен

$$(49 - 50) = 2,5 \lg \frac{\int F_{\lambda}^* \varphi_{\lambda}^{50} d\lambda}{\int F_{\lambda}^* \varphi_{\lambda}^{49} d\lambda} \frac{\int F_{\lambda}^{A0} \varphi_{\lambda}^{49} d\lambda}{\int F_{\lambda}^{A0} \varphi_{\lambda}^{50} d\lambda},$$

где  $F_{\lambda}^*$  — поток от переменной;  $F_{\lambda}^{A0}$  — поток от звезды A0 (без учета линий поглощения);  $\varphi_{\lambda}^{50}$  и  $\varphi_{\lambda}^{49}$  — кривые реакции полос 50 и 49 с учетом пропускания оптики телескопа, фильтров и спектральной чувствительности мультителочного фотокатода.

Вычисленный цвет (49—50) почти не зависит от спектрального класса звезды и равен  $0^m,00$  для звезд A0 V и  $+0^m,04$  для звезд K0 V. Наблюденные же величины (49—50) могут достигать значений  $+0^m,30$ . Это, по-видимому, указывает на то, что линия  $H_{\beta}$  может наблюдаться в абсорбции.

Как уж отмечалось, блеск DI Сер наиболее постоянен в полосе 49. Можно предположить, что переменность цвета (49—50) обусловлена не столько изменением в эмиссии  $H_{\beta}$ , сколько колебаниями уровня непрерывного спектра в этой области при постоянном излучении в  $H_{\beta}$ .

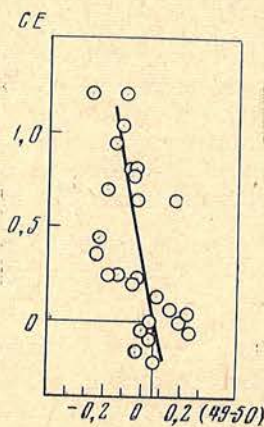
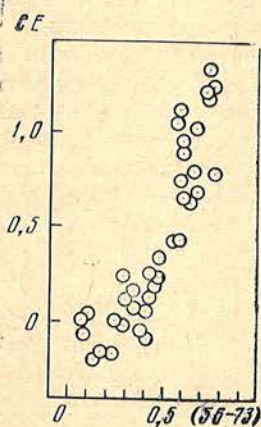
Представляет интерес также сравнение DI Сер с нормальными звездами. Считая, что цвет (56—73) DI Сер менее всего подвержен влиянию эмиссий, можно принять его за исходный параметр при сравнении цветов нормальных звезд и переменной. По средним распределениям энергии нормальных звезд A0 — K5 V класса светимости были вычислены их показатели цвета:  $(37—50)^0$ ,  $(50—56)^0$ ,  $(56—73)^0$ . Выбирая звезду с цветом  $(56—73)^0$ , близким к наблюдаемому  $(56—73)^0$  для DI Сер, получаем избыток цвета в ультрафиолете по формуле  $CE_{(37-50)} = (37-50)^0 - (37-50)$  при  $(56-73) = (56-73)^0$ . Зависимость полученных избытков цвета  $CE_{(37-50)}$  от цвета  $(56—73)$  для DI Сер приведена на фиг. 6. С увеличением  $(56—73)$  избыток цвета увеличивается, что обусловлено, возможно, уменьшением абсорбционного бальмеровского скачка в спектре переменной при понижении ее цветовой температуры.

Заметная корреляция наблюдается между величинами (49—50) и  $CE_{(37-50)}$  (фиг. 7). Интересно, что избыток цвета равен нулю при  $(49—50) \approx \approx +0^m,06$ , что близко к значению  $(49—50)_0$  для нулевой интенсивности  $H_{\beta}$ , т. е.  $H_{\beta}$  переходит в абсорбцию в тот момент, когда распределение энергии в спектре DI Сер становится «нормальным», соответствующим звездам A5 — F0 V класса светимости (переменная попадает на главную последовательность).

Сделаем некоторые, заведомо приближенные, расчеты. Зная изменения цветовой температуры и абсолютной величины звезды, можно оценить пределы изменения ее радиуса по формуле

$$5 \lg \frac{R}{R_{\odot}} = \frac{29500}{T} - M_v - 0^m,08. \quad (1)$$

Неизбежные ошибки будут обусловлены отличием излучения звезды от излучения абсолютно черного тела, для которого справедлива эта формула, но в основном — неуверенностью в расстоянии до звезды и величине межзвездного поглощения. Холопов дает модуль расстояния для DI Сер с ошибкой  $\pm 1^m$ , обусловленной влиянием последних двух факторов.

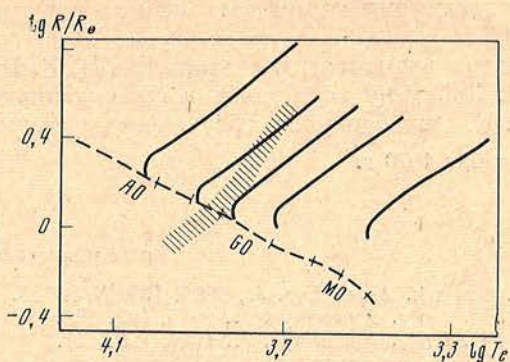


Фиг. 6. Ультрафиолетовые избытки цвета

Фиг. 7. Зависимость между ультрафиолетовыми избытками цвета и показателем интенсивности линии  $H_{\beta}$



Фиг. 8. Перемещение DI Сер на диаграмме  $\lg(R/R_{\odot}) - \lg T_e$  (показано заштрихованной полосой)



Эта ошибка входит в формулу (1) дважды: в величину  $M_v$  и в параметр  $29\,500/T$ , поскольку цветовая температура переменной определялась по распределению энергии, исправленному за межзвездное поглощение света (фиг. 5). В результате ошибки в этих двух членах формулы (1) в какой-то мере компенсируют друг друга и радиус переменной можно оценить с точностью до 10%. Для «крайних» состояний DI Сер (фиг. 5, а, б) получаются следующие оценки радиусов:

$$R_{9500^\circ} = 0,8R_{\odot}, \quad R_{5000^\circ} = 3,2R_{\odot}.$$

При максимальной наблюдавшейся скорости изменения блеска DI Сер звезда может пройти этот интервал радиусов за 1 час, что соответствует скорости движения излучающей поверхности около 400 км/сек.

На фиг. 8 приведена диаграмма  $\lg(R/R_{\odot}) - \lg T_e$ , взятая из [15]. Перемещение DI Сер по диаграмме с изменением температуры показано заштрихованной полосой. Масса переменной, определенная из сравнения с теоретическими эволюционными треками, находится в пределах 1,2—1,7  $M_{\odot}$ . Для звезды такой массы параболическая скорость на расстоянии  $3,2 R_{\odot}$  равна 400 км/сек, т. е. во время максимальной активности DI Сер может наблюдаться истечение вещества с ее поверхности. Напомним, что эти выводы получены при формальном предположении о планковском излучении звезды во всех фазах ее блеска.

Таким образом, основные результаты наблюдений сводятся к следующему.

1. DI Сер подвержена быстрым колебаниям блеска с максимальной амплитудой  $0^m,8$  в ультрафиолетовой (0,37 мкм) и красной (0,73 мкм) частях спектра, причем блеск звезды в этих длинах волн колеблется в противофазе; с уменьшением цветовой температуры от 9500 до 5000° К общее количество излучаемой энергии в наблюдаемом диапазоне длин волн остается примерно постоянным.

2. При максимальной цветовой температуре звезды 9500° К распределение энергии в непрерывном спектре соответствует нормальным звездам класса А с абсорбционным бальмеровским скачком. С понижением температуры до 5000° К бальмеровский скачок уменьшается до нуля и распределение энергии становится почти планковским.

3. Линия  $H_{\beta}$  может наблюдаться как в эмиссии, так и в абсорбции. Низкой цветовой температуре звезды соответствует эмиссия  $H_{\beta}$ , при повышении температуры линия переходит в абсорбцию.

4. Сравнение с теоретическими эволюционными треками на диаграмме  $\lg(R/R_{\odot}) - \lg T_e$  приводит к выводу, что масса звезды, вероятно, заключена в пределах 1,2—1,7  $M_{\odot}$ .

Можно считать, что использование фотометрической системы, свободной от влияния эмиссионных линий, с применением телевизионной техники оказывается весьма эффективным. Сочетание его со спектральными

исследованиями может дать ценные результаты при наблюдении слабых звезд.

Автор выражает благодарность В. В. Прокофьевой, А. Н. Абраменко, А. К. Дабахову за помощь в организации наблюдений, В. Б. Никонову и Р. Е. Гершбергу за обсуждение результатов.

15 декабря 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. I. S m a k. *Astrophys. J.*, 1964, 139, N 4, 683.
2. A. H. J o y. *Astrophys. J.*, 1945, 102, 168.
3. A. H. J o y. *Astrophys. J.*, 1949, 110, 424.
4. Э. С. Б р о д с к а я. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1951, 7, 133.
5. П. Н. Х о л о п о в. *Переменные звезды*, 1953, 9, 157.
6. А. Н. А б р а м е н к о, Л. Ф. И с т о м и н, В. В. П р о к о ф њ е в а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 388.
7. А. Н. А б р а м е н к о, В. В. П р о к о ф њ е в а. *Электронная техника*, сер. 4, вып. 5, 25, 1968.
8. А. Н. А б р а м е н к о, П. П. П е т р о в, В. В. П р о к о ф њ е в а. *Астрон. цирк.*, 1968, № 491.
9. *Publs U. S. Naval Obs.*, 1961, 17, 2 ser., pt 7.
10. А. Д. К о д. В сб. «Звездные атмосферы», 1963, стр. 67.
11. О. I. В. О к е. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 689.
12. L. A. A l l e r, D. J. F a u l k n e r, R. H. N o r t o n. *Trans. IAU*, 1965, 12A, 474.
13. А. А ж у с е н и с, В. С т р а й ж и с. *Бюлл. Вильнюсской обс.*, 1966, № 16, 3.
14. П. Н. Х о л о п о в. *Астрон. ж.*, 1965, 36, 295.
15. H e r b i g. *Adv. in Astron. and Astrophys.*, 1962, 1, 47.

**СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ  
ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННЫХ СИСТЕМ. II**

Т. М. Рачковская

Были изучены спектры затменно-переменных систем EM Cep, Z Vul, IM Mon, λ Tau, RS Vul, V 822 Aql, U Sge и RX Her, полученные с дисперсией 15 и 36 Å/мм вблизи фаз 0<sup>p</sup>.00; 0<sup>p</sup>.25; 0<sup>p</sup>.50 и 0<sup>p</sup>.75. Определены спектральные классы, абсолютные визуальные величины  $M_V$ , а также скорости осевого вращения и синхронные скорости.

Результаты исследования показали, что 1) компоненты названных систем лежат на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рассела; 2) почти для всех изученных звезд можно предполагать синхронность осевого и орбитального вращений.

THE SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF ECLIPSING-VARIABLE SYSTEMS. II, by T. M. Račkovskaya. — The spectra of eclipsing-variable systems EM Cep, Z Vul, IM Mon, λ Tau, RS Vul, V822 Aql, U Sge and RX Her were obtained with a dispersion of 15 and 36 Å/mm near the phases 0<sup>p</sup>.00; 0<sup>p</sup>.25; 0<sup>p</sup>.50 and 0<sup>p</sup>.75. Using the spectrograms obtained spectral types, absolute visual magnitudes, rotational and synchronous velocities have been determined.

The results of the study show, that: 1) components of the systems studied lie on the main sequence of the H — R diagram; 2) possibly nearly all stars examined have the axial-orbital synchronism.

Раньше [1] были изучены компоненты пяти затменных систем: AN Cep, CW Cep, σ Aql, U Oph и AR Aur. Здесь излагаются результаты спектрального исследования еще девяти затменно-переменных звезд. В табл. 1 собраны данные, характеризующие системы и их компоненты.

В первом столбце дано название затменно-переменной системы (1 — главная компонента, 2 — вторичная); во втором — период изменения

Таблица 1

Система	Период	$m_{pg}$		Sp	$\Delta m$	$R/R_{\odot}$	$m/m_{\odot}$	$K$ , км/сек
		min I	max					
EM Cep	0d 80624	7 <sup>m</sup> 13	7 <sup>m</sup> 0	B1 IV				
Z Vul <sub>1</sub>	2,454926	8,6	6,97	B3 V	1 <sup>m</sup> 09 [3]	4,7 [4]	5,4 [4]	
Z Vul <sub>2</sub>				A3 III		2,0 [4]	2,3 [4]	
IM Mon <sub>1</sub>	1,19042	6,6	6,5	B5	1,31 [5]	2,44 [5]	6,84 [5]	171 [5]
IM Mon <sub>2</sub>				B8		1,71 [5]	4,54 [5]	257 [5]
λ Tau <sub>1</sub>	3,952952	4,00	3,5	B3 V		6,0 [6]	6,0 [6]	57,3 [7]
λ Tau <sub>2</sub>				A4 IV		4,0 [6]	1,6 [6]	
RS Vul <sub>1</sub>	4,4776635	7,63	6,9	B5	3,42 [3]	3,9 [8]	4,6 [8]	55 [9]
RS Vul <sub>2</sub>				A2		5,3 [8]	1,4 [8]	175 [10]
V 822 Aql	5,29510	7,1	6,7	B8				135 [11]
U Sge <sub>1</sub>	3,3806184	9,92	6,30	B9e		4,1 [8]	6,7 [8]	68 [12]
U Sge <sub>2</sub>				gG2		5,4 [8]	2,0 [8]	
RX Her <sub>1</sub>	1,778572	7,75	7,10	A0	0,52 [13]	2,40 [4]	2,75 [4]	131 [14]
RX Her <sub>2</sub>				A0		2,00 [4]	2,33 [4]	146 [14]

блеска; третий и четвертый столбцы содержат звездные величины систем в моменты главного затмения и в момент максимума блеска системы. В пятом столбце приведены спектральные классы компонент. Данные этих столбцов взяты из [2]. Шестой столбец содержит величину  $\Delta m$  — разность блеска компонент системы, полученную из решения кривых блеска или из спектральных наблюдений. В седьмом и восьмом столбцах приведены радиусы и массы, выраженные в единицах радиуса и массы Солнца. В девятом столбце даны полуамплитуды кривой лучевой скорости.

Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. Табл. 2 содержит данные о полученных спектрограммах.

EM Ser				Z Vul			
Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза	Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза
26—27.VI 1967 г.	2h35m	36	0,18	12—13.V 1967 г.	2h46m	36	0,08
15—16.VII	1 35	36	0,70	14—15.V	2	36	0,92
	1 25	36	0,75	17—18.V	2 40	36	0,13
25—26.VII	4 20	15	0,00	7—8.VI	2 10	36	0,70
31.VII—1.VIII	2 50	15	0,50	8—9.VI	2	36	0,20
2—3.VIII	3 30	15	0,00		3	36	0,25
3—4.VIII	4 35	15	0,20	26—27.VI	3	36	0,36
28—29.VIII 1968 г.	1 45	36	0,50	9—10.VII	3 05	36	0,10
1—2.X	1	36	0,50	15—16.VII	2 45	36	0,12
				17—18.VIII 1968 г.	1 10	36	0,50

RS Vul				V822 Aql			
Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза	Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза
9—10.VII 1967 г.	2h44m	36	0,96	17—18.VII 1968 г.	1h50m	36	0,00
18—19.VII	1	36	0,05	25—26.VII	1 15	36	0,00
8—9.VIII	2 50	15	0,73		1	36	0,01
9—10.VIII	2	15	0,94	29—30.VIII	3 30	15	0,25
	1 50	15		4—5.IX	1	36	0,50
10—11.VIII	3	15	0,18		40	36	
				10—11.IX	1 10	36	0,75
					1	36	
				1—2.X	1 20	36	0,74
					1 10	36	

Время наблюдений выбиралось таким образом, чтобы захватить моменты затмений и моменты элонгаций. Как правило, спектры были получены вблизи фаз  $0^p,00$ ;  $0^p,25$ ;  $0^p,50$ ;  $0^p,75$  в спектральной области  $\lambda\lambda$  3700—4900 Å. Для фотографирования использовалась эмульсия типов ОАО, ПаО, 103аО Kodak, ZU-2 ORWO и пленка А500 казанского завода.

Спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на лабораторном спектрографе ИСП-51. Запись спектрограмм проводилась на микрофотометре в прямых интенсивностях [15] с увеличением в 50 или 25 раз. Дальнейшая обработка спектрограмм проводилась обычным способом.

Таблица 2

IM Mon				λ Tau			
Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза	Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза
28—29.XI 1967 г.	2h	15	$0^p,24$	4—5.X 1967 г.	13m	15	$0^p,75$
22—23.XII	1 30	36	0,25		8	15	0,75
1—2.II 1968 г.	30	15	0,74	14—15.X	4		0,25
	2 25	15	0,76		4		0,25
3—4.II	3	15	0,26		10		0,25
5—6.II	1 30	36	0,00	8—9.IV 1968 г.	35		0,00
1—2.X	2	15	0,90	1—2.IX	17		0,00
26—27.X	1 15	15	0,85		15		0,00
	35	36	0,90		10		0,00
4—5.XI	1 20	15	0,50		10		0,00
					12		0,00
					17		0,00
				4—5.IX	8		0,75
					5		0,75
					8		0,75
					10		0,75
				11—12.IX	7		0,5
					4		0,5
					7		0,5
					7		0,5
					4		0,5
					2		0,5
					2		0,5

Таблица 2 (окончание)

U Sge				RX Her			
Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза	Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Фаза
18—19.IV 1967 г.	2h40m	15	$0^p,80$	1—2.VI 1968 в.	3h	15	$0^p,25$
21—22.IV	3 20	15	0,24	8—9.VII	1 30m	36	0,00
27—28.IV	3	15	0,12	16—17.VII	3	15	0,55
4—5.V	2 15	15	0,16	14—15.VIII	1	36	0,74
6—7.V	3	36	0,45	15—16.VIII	2	36	0,25
9—10.VII	1 05	36	0,93	17—18.VIII	1 15	36	0,55
18—19.VII	2 10	15	0,25	18—19.VIII	3 15	15	0,00
2—3.VIII	2 45	15	0,48	2—3.XI	1	36	0,75
				3—4.XI	1	36	0,25

При изучении спектров компонент затменно-переменных систем ставились такие задачи: 1) отождествление спектральных линий и определение их эквивалентных ширин; 2) определение спектрального класса и абсолютной визуальной величины компонент (таким образом, определение места звезды на диаграмме Герцшпрунга — Рассела); 3) определение физических характеристик атмосфер звезд; 4) выяснение существования синхронизма в исследуемых звездах.

Как уже указывалось, спектрограммы были получены в разные фазы затмения, поэтому отождествление спектров проводилось независимо на каждой спектрограмме с целью обнаружить линии обоих компонент. Отождествленные спектральные линии и их наблюдаемые эквивалентные ширины  $W_\lambda$  даны в табл. 3. Причем если  $W_\lambda$  линий не различаются в разные фазы, то приводится их средняя величина.

Для всех систем, кроме RX Her, получены  $W_\lambda$  только для более яркой компоненты.

Используя полученные эквивалентные ширины линий или их отношения и зависимости  $W_\lambda$  от спектральных классов согласно [16], мы определили спектральные классы компонент.

Абсолютные визуальные величины  $M_V$  компонент определены с помощью зависимости эквивалентных ширин водородных линий или их сочетаний от абсолютных величин, взятых из [17].

Как будет показано ниже, в системах EM Cep, V822 Aql и U Sge спектр главной компоненты не искажен влиянием вторичной. Для этих компонент, используя методику и формулы, что и в [18], можно определить следующие характеристики атмосфер.

1. Электронная плотность  $\lg n_e(m)$  вычислена по номеру  $m$  последней наблюдаемой бальмеровской линии (формула Инглиса — Теллера). Для определения величины  $m$  были построены зависимости  $r$  — центральной глубины линии от номера линии.

Кроме того, формула Унзольда, связывающая  $W_\lambda$ ,  $n_e$  и число атомов водорода на втором энергетическом уровне  $N_{02}H$ , также дала возможность найти величину  $\lg n_e$ .

2. Числа атомов водорода  $\lg N_{02}H$  в атмосфере звезд на втором энергетическом уровне над  $1 \text{ см}^2$  фотосферы были определены для каждой линии водорода, и построены зависимости  $\lg N_{02}H$  от  $\lg f$  (фиг. 1) ( $f$  — силы осцилляторов). Из этих кривых получены предельные значения  $\lg N_{02}H$ , которые и были использованы для определения электронной плотности.

Полученные по формуле Унзольда значения  $\lg n_e$  исправлены за переналожение высших членов бальмеровских линий и за влияние электронов согласно [19].

3. Числа атомов He I  $\lg NH$  в состояниях  $2^1 P$  и  $2^3 P$  вычислены по формуле, которая использовалась для водорода, а графики зависимости  $\lg N_{2^1P}H$  и  $\lg N_{2^3P}H$  от сил осцилляторов  $\lg f$  (фиг. 2) дали возможность определить предельные значения этих величин.

Чтобы судить о синхронности вращений в затменных системах, необходимо знать скорость осевого вращения звезды  $v_{\text{осев}}$  и синхронную скорость  $v_{\text{синхр}}$ .

Для определения скоростей осевого вращения  $v \sin i$  были использованы полуширины линий  $\lambda\lambda$  3820, 4009, 4026, 4144, 4388, 4471 He I и  $\lambda$  4481 Mg II и получены средние значения  $v \sin i$ . Ошибка отдельного определения не больше  $\pm 20 \text{ км/сек}$ . Если для системы известна наклонность орбиты  $i$  (предполагается, что экваториальная плоскость звезды и орбитальная плоскость системы совпадают), то  $v \sin i$  можно исправить за влияние этой величины и окончательно получить  $v_{\text{осев}}$ .

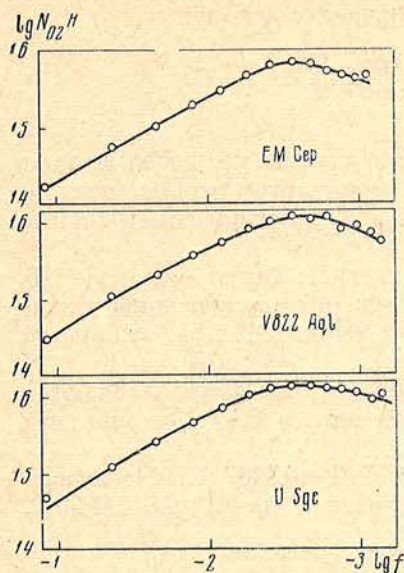
Синхронная скорость  $v_{\text{синхр}}$  определена по формуле  $v_{\text{синхр}} = 2\pi R/T$ , радиусы звезд и периоды затмения систем взяты из табл. 1.

λ, Å	Элемент	EM Cep		Z Vul		IM Men		λ Tau		RS Vul		V82 Aql		U Sge		RX Her											
		W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	0p00	0p25		0p,50		0p,75				
																			W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	W <sub>λ</sub> , Å	n	
4922	He I	2,04	1			0,77	1					0,32	1														
4861	H <sub>β</sub>	4,39	3	13,30	3	8,40	4	10,88	5			8,00	4														
4713	He I																										
4697	O II	0,52	1																								
4649	O II, C II	0,58	2																								
4636	O II	0,38	1																								
4481	Mg II			0,58	2	0,37	4	0,35	8	0,36	2	0,60	4	0,70	4	0,30	1	0,31	1;1	0,42	1	0,26	0,20	1;1			
4471	He I			1,29	2	1,35	5	1,43	9	0,88	2	0,75	4	0,50	5												
4437	He I			0,25	1																						
4430	Межзвездная	2,15	3									1,90	5														
4409	Ne II, C II	0,19	1																								
4388	He I	0,62	7																								
4378	O II, Ne II	0,22	3	0,76	2	0,93	8	0,76	11	0,70	4	0,76	5	0,54	7												
4371	O II, C II	0,25	3																								
4367	O II	0,12	4																								
4365	Ne II	0,11	3																								
4340	H <sub>γ</sub>	4,24	7	8,05	2	7,87	8	7,20	19	7,08	4	7,57	6	9,12	4	17,25	2	18,20	3	16,00	2						
4318	O II	0,18	4																								
4416	O II	0,14	2																								
4314	O II	0,13	3																								
4312	O II	0,08	2																								
4302	O II	0,09	2																								
4267	C II	0,09	2	0,37	1	0,28	3																				
4186	O II	0,15	2																								
4169	O II																										
4144	He I	0,52	5	0,60	2	0,78	6	0,68	11	0,37	4	0,46	5	0,30	4												
4131	Si II	0,20	3	0,20	3	0,15	2	0,14	5	0,26	5	0,27	1	0,23	3												
4128	Si II	0,17	2	0,17	2	0,12	5	0,12	5	0,16	4	0,18	3	0,20	3												
4121	He I	0,30	6	(0,46)	1	0,21	5			0,48	3			0,42	2												
4118	O II	0,15	2																								
4116	Si IV	0,16	4																								
4102	H <sub>δ</sub>	3,23	6	8,12	2	7,74	5	6,13	11	6,60	4	6,40	7	8,40	4	17,70	2	15,65	3	14,35	2						
4092	O II	0,10	2																								

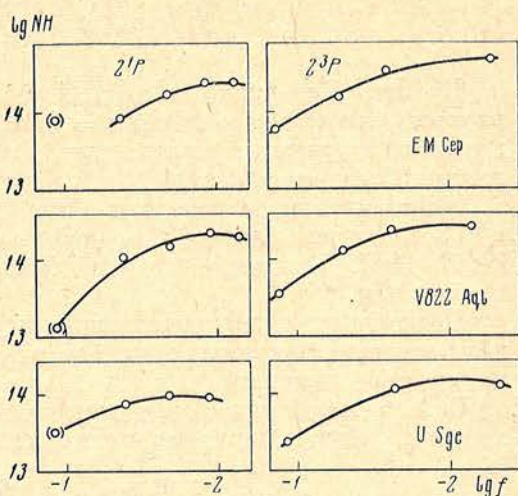
Т а б л и ц а 3 (окончание)

$\lambda, \text{ \AA}$	Элемент	EM Cep		Z Vul		IM Mon		$\lambda$ Tau		RS Vul		V822 Aql		U Sge		Op00		Op,25		Op50		Op75	
		$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n
4089	O II	0,18																					
4086	O II, N II	0,15																					
4082	N II	0,07																					
4079	O II	0,12																					
4076	O II	0,24						0,15	4														
4072	O II	0,13																					
4070	O II	0,21																					
4069	O II	0,18																					
4062	O II	0,20																					
4026	He I	0,92				7	1,40	0,96	12	0,85	5	0,90	5	0,50	4	15,65	2	13,65	3	13,85	2	0,24; 0,30	2; 2
4009	He I	0,36				6	0,56	0,34	12	0,37	3	0,37	5	0,15	1	0,56	2	0,28; 0,30	2; 3	0,32	2		
3995	N II	0,15				2	0,13	0,12	2	0,12	3	0,12	3										
3970	H $\epsilon$	3,41				6	8,06	5,78	10	6,83	4	6,45	7	8,37	4								
3933	Ca II K	0,37				6	0,85	0,74; 0,42	3; 6	0,30	4	0,20	5										
3927	He I	0,27				5	0,46	0,50	7	0,28	3	0,20	3										
3919	C II	0,23				6	0,21	0,18	5	0,11	2	0,11	5										
3889	H $\delta$	3,01				2	7,30	5,60	11	6,01	3	5,79	7	8,00	4	12,90	2	12,20	3	13,40	2	12,30	2
3872	He I	0,26				6	7,26	0,21	8	0,17	3	0,17	3	0,25	2								
3867	He I					5		0,18	7	0,16	3	0,16	3										
3864	He I																						
3856	Si II																						
3854	Si II																						
3835	H $\gamma$	3,13				6	0,28	5,58	10	0,15	4	5,58	7	7,20	4	10,70	2	11,00	3	11,10	2	10,85	2
3820	He I	1,00				6	6,34	0,94	11	5,63	4	5,70	6	0,16	3								
3798	H $_{10}$	3,00				6	4,09	5,46	11	4,95	4	4,97	7	0,25	2								
3771	H $_{11}$	2,33				6	5,83	3,90	11	4,32	4	4,10	7	0,32	3								
3750	H $_{12}$	1,70				6	4,40	2,80	11	3,27	4	2,84	8	6,21	4	8,32	2	8,58	3	10,20	2	8,10	2
3734	H $_{13}$	1,06				5	3,50	2,72	8	2,44	4	2,19	8	4,94	4	4,80	2	4,25	3	6,10	2	4,35	2
3727	H $_{14}$	0,77				3	2,48	2,11	11	2,44	4	2,19	8	2,75	4	2,95	2	3,10	2	4,25	2	3,10	1
3712	H $_{15}$	0,56				2	1,82	1,33	11	1,57	4	1,38	7	2,10	4	2,30	2	2,27	2	3,35	2	2,65	1
3704	H $_{16}$	0,58				2	1,34	0,86	11	0,95	4	1,14	6	1,50	4	1,26	1	(2,15)	1	2,05	2		
3697	H $_{17}$					2	1,28	0,80	10	0,76	2	0,76	5	1,02	4								
3694	H $_{18}$					1	0,51	0,32	7	0,47	2	0,50	2	0,91	3								
3687	H $_{19}$					1	0,42	0,26	4	0,26	1	0,26	1										





Фиг. 1. Определение величины  $\lg N_{O_2H}$



Фиг. 2. Определение величины  $\lg NH$  для уровней нейтрального гелия  $2^1P$  и  $2^3P$

Обсуждаемые здесь затменно-переменные системы можно разбить на три группы: 1) обе компоненты близки по спектральному классу, и на спектрограммах виден спектр обеих компонент (RX Her); 2) главная компонента имеет спектральный класс В, а вторичной либо ничего не известно (EM Cep, V822 Aql), либо она имеет поздний спектральный класс (U Sgc). 3) Главная компонента имеет класс В, а вторичная — более поздний В или ранний А-класс, на спектрограммах в максимуме блеска системы он проявляет себя в виде асимметрии водородных линий и линий гелия главной компоненты (Z Vul, IM Mon,  $\lambda$  Tau, RS Vul).

Рассмотрим отдельно каждую систему.

**EM Cep.** На всех спектрограммах виден спектр лишь яркой компоненты, типичный для ранней В-звезды. Водородные линии симметричны и имеют широкие крылья. Линии гелия широкие и размытые. Присутствуют линии элементов O II и Ne II. Наблюдается межзвездная полоса  $\lambda$  4430, с которой блендируются линии O II, а также межзвездная линия  $\lambda$  3933 Ca II (K).

В табл. 3 приведены средние значения эквивалентных ширин, так как их изменения от фазы к фазе не обнаружено. Следует отметить, что  $W_\lambda$  полосы  $\lambda$  4430, приводимая в таблице, возможно, завышена за счет вклада линий O II.

Спектральный класс EM Cep определен по элементам He I, O II, Si II, Si IV. Расхождение составляло 0,1—0,2 подкласса.

Приводим полученные нами характеристики звезды EM Cep:

Sp	B1,1	$\lg n_e$ ( $H_\beta$ , $H_\gamma$ , $H_\delta$ )	14,29
$M_V$	-4,10	$\lg N_{O_2H}$	16,08
$v \sin i$ , км/сек	190	$\lg N_{2^1P}H$	14,38
$\lg n_e$ (m)	14,06	$\lg N_{2^3P}H$	14,68

Синхронная скорость  $v_{\text{синхр}}$  для этой звезды не была определена, так как неизвестен радиус.

**Z Vul.** Во всех фазах виден спектр яркой компоненты. Водородные линии и линии He I асимметрии не обнаруживают. Присутствует несколько линий Si II. Спектральный класс звезды определен по линиям He I.

Получены следующие величины, характеризующие звезду:

Sp	B2,5	$v \sin i$ , км/сек	92
$M_V$	-1,9	$v_{\text{синхр}}$ , км/сек	97

**IM Mon.** Как видно из табл. 1, фотоэлектрические наблюдения дают разность блеска компонент  $\Delta m = 1,31$ . Это говорит о том, что на спектрограммах, полученных в элонгации, могут быть обнаружены спектральные линии обеих компонент.

На двух спектрограммах в фазе  $0^p,25$  контуры линии водорода  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  имеют асимметрию, на одной из спектрограмм асимметрична также  $\lambda 4471$  He I. Вероятно, это следствие наложения спектра вторичной компоненты.

Поскольку эквивалентные ширины линий в разные фазы отличаются друг от друга в пределах ошибок их определения, в табл. 3 приведены их средние значения.

Спектральный класс определен по линиям He I и  $\lambda 4267$  C II, согласие хорошее. Ниже приводим величины, полученные нами для IM Mon.

Sp	B3	$v \sin i$ , км/сек	135
$M_V$	-1,08	$v_{\text{синхр}}$ , км/сек	124

**$\lambda$  Tau.** Сравнение спектров, полученных в разные фазы, показывает, что эквивалентные ширины водородных линий и линий He I с фазой не меняются. Асимметрия водородных линий не наблюдается. На нескольких спектрограммах в моменты элонгации можно предполагать присутствие  $\lambda 4481$  Mg II вторичной компоненты.

Эквивалентная ширина линии  $\lambda 3933$  Ca II K в момент главного затмения увеличивается по сравнению с другими фазами больше чем в 1,5 раза. Видимо, она принадлежит вторичной компоненте. В табл. 3 приведены соответственно два значения  $W_\lambda$  линии  $\lambda 3933$  Ca II K.

Для  $\lambda$  Tau получены следующие характеристики:

Sp	B4	$v \sin i$ , км/сек	102
$M_V$	-2,4	$v_{\text{синхр}}$ , км/сек	77

**RS Vul.** Во всех фазах наблюдался спектр только яркой компоненты: сильные линии водорода и нейтрального гелия, а также несколько линий других элементов. Разность блеска компонент  $\Delta m = 3,42$  говорит о том, что вне затмения спектр вторичной компоненты не должен быть виден. Эквивалентная ширина линии  $\lambda 3933$  Ca II K в момент главного минимума как будто увеличивается, но уверенно сказать этого нельзя, так как качество спектрограмм недостаточно хорошее. Получены следующие величины, характеризующие главную компоненту RS Vul:

Sp	B4,5	$v \sin i$ , км/сек	86
$M_V$	1,90	$v_{\text{синхр}}$ , км/сек	46

**V 822 Aql.** Эта система недостаточно хорошо изучена. Совсем недавно [11] было установлено, что период затмения в системе равен  $5^d,29510$ , а не  $2^d,8$ , как считалось ранее. Ни на одной из спектрограмм не обнаружено каких-либо признаков спектра вторичной компоненты.

Водородные линии и линии He I сильные и симметричные и не меняются с фазой. Присутствует межзвездная полоса  $\lambda 4430$  и  $\lambda 3933$  Ca II K, которая, по-видимому, состоит из межзвездной компоненты и компоненты V822 Aql.

Спектральный класс по линии  $\lambda 4481$  Mg II составляет B8, т. е. более поздний, чем по He I.

Так как спектр главной компоненты не искажен вторичной, то оказалось возможным определить некоторые физические характеристики атмосферы звезды V 822 Aq1. Они приведены ниже.

Sp	B5	$\lg n_e (H_\beta, H_\gamma, H_\delta)$	14,16
$M_V$	-1,45	$\lg N_{02}H$	16,39
$v \sin i$ , км/сек	181	$\lg N_{21P}H$	14,45
$\lg n_e (m)$	13,76	$\lg N_{22P}H$	14,32

U Sge. Наблюдался спектр только яркой компоненты. Эквивалентные ширины водородных линий, определенные нами, как будто различаются в разных фазах, но в табл. 3 мы приводим средние значения  $W_\lambda$ , так как трудно сказать что-либо о характере ее изменения. Следует отметить также, что линия  $\lambda 4388$  He I имеет эквивалентную ширину больше, чем в нормальных звездах. Эквивалентная ширина  $\lambda 4481$  Mg II оказалась также значительно большей, чем следовало бы ожидать для спектрального класса, определенного по линиям He I (линия  $\lambda 4388$  для определения спектрального класса не использовалась). Ниже мы приводим некоторые характеристики главной компоненты U Sge, полученные на основании изученных спектрограмм:

Sp	B6,5	$\lg n_e (m)$	13,81
$M_V$	-0,30	$\lg n_e (H_\beta, H_\gamma, H_\delta)$	14,10
$v \sin i$ , км/сек	123	$\lg N_{02}H$	16,39
$v_{\text{синхр}}$ , км/сек	76	$\lg N_{21P}H$	14,45
		$\lg N_{22P}H$	14,12

RX Her. В моменты элонгаций наблюдаются спектры обеих компонент. Водородные линии двух компонент переналагаются в крыльях и имеют ярко выраженные ядра у членов бальмеровской серии примерно до  $H_9$ . Кроме водородных линий, присутствуют линии  $\lambda 4481$  Mg II и  $\lambda 3933$  Ca II K в виде двух полностью разделенных компонент.

Предполагая, что спектральные классы обеих компонент системы RX Her одинаковы, и используя отношение наблюдаемых эквивалентных ширин  $\lambda 4481$  Mg II, как и в [1], была определена разность блеска компонент, которая оказалась равной  $\Delta m = 0,26$ . Используя метод Шайна — Петри, как и в [1], определены средние истинные эквивалентные ширины линий  $\lambda 4481$  и  $\lambda 3933$ , которые были использованы для нахождения спектральных классов компонент.

Абсолютные визуальные величины  $M_V$  двух звезд системы RX Her определены таким же способом, как это делалось в [1].

В итоге получены следующие результаты:

Sp <sub>1,2</sub>	B9,5; A0,5	$v_2 \sin i$ , км/сек	80
$M_{V 1,2}$	+0,8; +1,0	$v_1 \text{ синхр}$ , км/сек	68
$v_1 \sin i$ , км/сек	80	$v_2 \text{ синхр}$ , км/сек	57

Из сказанного ясно, что только для главных компонент систем EM Ser, V822 Aq1 и U Sge можно допустить, что эквивалентные ширины получены в «чистом виде», т. е. не искажены наложением спектра вторичной компоненты.

Что касается остальных систем, то, как уже отмечалось,  $W_\lambda$  яркой компоненты отягощены в какой-то степени влиянием спектра вторичной. Если спектральные классы компонент системы отличаются лишь на несколько подклассов, например, в IM Mon, то, грубо говоря, их кривые распределения энергии расположены друг относительно друга таким образом, что непрерывный спектр вторичной компоненты может только занижать

величину эквивалентной ширины линии главной компоненты. Если для определения спектрального класса использовать отношение эквивалентных ширин линий, то влияние вторичной компоненты будет существенно уменьшено.

В системах Z Vul,  $\lambda$  Tau, RS Vul вторичная компонента имеет более поздний спектральный класс, чем главная, и распределения энергии в таких звездах значительно отличаются друг от друга, поэтому искажение эквивалентной ширины линий в спектре главной компоненты зависит от длины волны.

Это лишь грубое качественное рассуждение, и вопрос требует отдельного изучения.

Возможно, что в изучаемых нами системах искажение  $W_\lambda$  главной компоненты вторичной не превышает, вообще, ошибки определения эквивалентных ширин. Тем не менее использование таких  $W_\lambda$  может внести также какую-то неопределенность в другие характеристики звезды, например в спектральные классы и абсолютные визуальные величины.

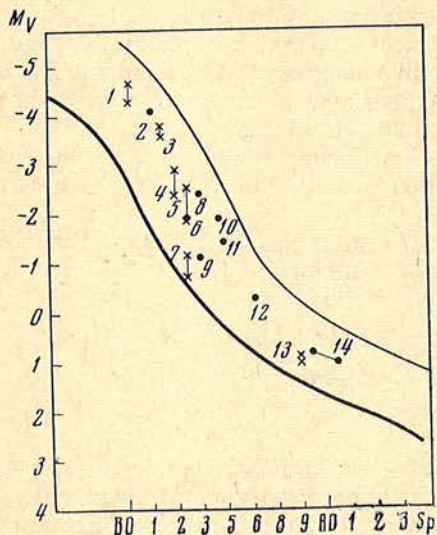
Имея спектральный класс и абсолютную визуальную величину, мы нанесли исследуемые затменно-переменные звезды на диаграмму спектр — абсолютная величина (фиг. 3). На фиг. 3 жирная линия представляет собой линию нулевого возраста согласно [17], тонкая линия обозначает границу главной последовательности звезд. Точками обозначены компоненты затменных систем, изученные здесь, крестиками — в [1]. Из фиг. 3 видно, что все затменные звезды лежат на главной последовательности.

При рассмотрении полученных нами величин электронных плотностей атмосфер звезд EM Cep, V822 Aql и U Sge обращает на себя внимание факт, что величины  $\ln n_e$ , определенные по формуле Унзоляда, несколько больше по сравнению с  $\lg n_e(m)$ . Это различие, вероятно, можно объяснить тем, что они характеризуют разные слои атмосферы звезды.

По числам атомов водорода  $\lg N_{02}H$  на втором энергетическом уровне и гелия  $\lg N_{21}P$  и  $\lg N_{22}P$  на уровнях  $2^1P$  и  $2^3P$  можно в какой-то степени судить о содержании водорода и гелия в атмосфере звезды. Если сравнить эти величины с теми же для нормальных звезд, то можно сказать, что они находятся в одинаковых пределах.

Сравнение  $\lg n_e(m)$  и  $\lg n_e(H_\beta, H_\gamma, H_\delta)$  с электронными плотностями нормальных звезд тех же спектральных классов показывает, что они такие же, как у нормальных звезд.

Перейдем теперь к обсуждению синхронизма в изученных системах. Для удобства соберем в табл. 4 данные о  $v_{осев}$  и  $v_{синхр}$  для звезд. Первые два столбца табл. 4 объяснения не требуют. В третьем столбце записана взятая из других работ величина  $\sin i$ , определяющая наклонность орбиты в затменной системе. В четвертом столбце даны  $v_{осев}$ , исправленные за  $i$ . Следующий столбец для сравнения содержит  $v_{осев}$  по определениям других авторов [20—22]. И, наконец, в последнем столбце даны  $v_{синхр}$ ;  $v_{синхр}$  для V822 Aql взята из [21], так как нам не удалось найти в литературе значение радиуса этой звезды.



Фиг. 3. Положение компонент затменно-переменных систем на диаграмме Герцшпрунга — Рассела

1 — AN Cep; 2 — EM Cep; 3 — CW Cep; 4 — U Oph; 5 —  $\sigma$  Aql; 6 — Z Vul; 7 — AG Per; 8 —  $\lambda$  Tau; 9 — IM Mon; 10 — RS Vul; 11 — V822 Aql; 12 — U Sge; 13 — AR Aur; 14 — RX Her

Система	$v \sin i$ , км/сек	$\sin i$	$v_{\text{осев}}$ , км/сек	$v_{\text{осев}}$ , км/сек	$v_{\text{синхр}}$ , км/сек
EM Cep	192				
Z Vul	92	0,999	93	195[22]	97
IM Mon	135	0,883	153		161
$\lambda$ Tau	102	0,956	106	75[20]	77
RS Vul	86	0,997	86	90[20]	46
V822 Aql	181			(120—150) [21]	87—110[21]
U Sge	123	1,00	123	72 : [20]	76
RX Her <sub>1</sub>	80	0,997	80	78[20]	68
RX Her <sub>2</sub>	80		80	68 : [20]	57

Сравнивая столбцы 4 и 5, видим, что для некоторых компонент наши определения  $v_{\text{осев}}$  несколько выше, чем у других авторов. Вероятно, это можно объяснить ошибками и использованием разных методов для определения  $v_{\text{осев}}$ . Чем можно объяснить такое большое значение  $v \sin i$  для Z Vul, полученное в [22], сказать трудно. Что касается нашего значения  $v \sin i$  для этой звезды, то оно получено как среднее из определений по нескольким линиям и является достаточно уверенной величиной. Для V822 Aql  $v \sin i$  не удалось исправить за наклонность орбиты.

На фиг. 4 проводится сопоставление величин  $v_{\text{осев}}$  и  $v_{\text{синхр}}$ . Точками обозначены звезды, изученные здесь, а крестиками — в [1]. Сплошная линия — линия полного синхронизма движений. Из графика видно, что из звезд, изученных сейчас, наибольшее отклонение от синхронизма показывают U Sge, V822 Aql и ряд компонент систем, изученных ранее [1]. Что касается V822 Aql, то ее положение на графике неуверенно из-за неточного определения радиуса.

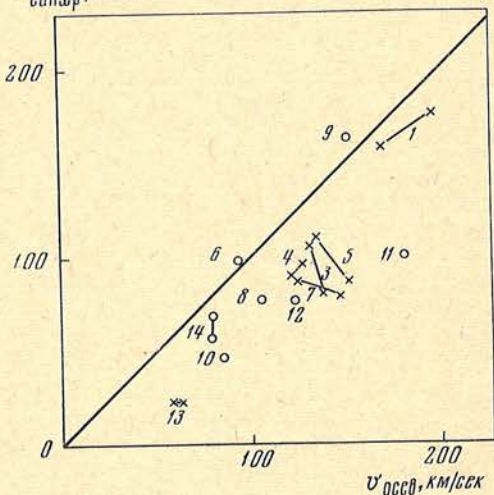
U Sge и RS Vul имеют скорость осевого вращения больше, чем следовало бы ожидать при наличии синхронизма. Остальные компоненты вращаются синхронно или несколько быстрее, чем требует синхронизм. Ясно, что для выяснения вопроса синхронности в затменных системах одной из основных задач является точное определение радиуса звезды.

Обобщая сказанное, можно сделать выводы.

1. Большинство из изученных нами компонент затменно-переменных систем имеют синхронные или близкие к ним вращения.

2. Для выяснения существования синхронности у V822 Aql, а также у EM Cep требуется дальнейшее изучение этих звезд.

Установление существования или нарушения синхронности в двойных системах и объяснение ее наличия или отсутствия важно с точки зрения звездной эволюции. Но, как отмечено в [23], в настоящее время нет ни одной надежной теории, которая могла бы объяснить синхронизм в двойных системах. Существующие теории приливных сил или обмена масс в двойных системах основаны на



Фиг. 4. Сравнение осевых и синхронных скоростей вращения компонент  
Обозначения те же, что на фиг. 3

многочисленных допущениях, которые не всегда обоснованны.

В заключение выражаю благодарность А. А. Боярчуку за замечания при обсуждении статьи и Г. Н. Шараповой за помощь в обработке спектрограмм.

Декабрь 1970 г.

#### Литература

1. Т. М. Рачковская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 43, 87.
2. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, т. I. М., Изд-во АН СССР, 1958.
3. R. M. Petrie. Publ. Domin. Astrophys. Obs., 1950, 8, N 10.
4. D. M. Popper. Astron. Papers, 1967, 7, N 2.
5. J. A. Pearce. Astron. J., 1951, 56, 137.
6. G. Grant. Astrophys. J., 1959, 129, 78.
7. E. G. Ebbighausen, O. Struve. Astrophys. J., 1956, 124, 507.
8. Z. Korpal, M. B. Shapley. J. Bank Ann., 1956, 1, N 4.
9. J. Sahade, O. Struve. Astrophys. J., 1945, 102, 480.
10. D. M. Popper. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1962, 74, 129.
11. P. Fitzgerald. Publ. David Dunlap Obs., 1964, 2, N 14.
12. A. H. Joy. Astrophys. J., 1930, 71, 336.
13. Н. Л. Магалашвили. Бюлл. Абастуманской обс., 1953, 15, 12.
14. R. Vouigue. Toulouse Ann., 1952, 21, 40.
15. Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 331.
16. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 89.
17. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, 156.
18. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 128.
19. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 11.
20. E. C. Olson. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1968, 80, 185.
21. R. H. Koch a. oth. Astrophys. J., 1965, 141, 955.
22. E. P. J. Van den Heuvel. Stellar Rotation. Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1969, p. 178.
23. M. Plavec. Stellar Rotation. Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1969, p. 133.

СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В АТМОСФЕРАХ ПЕРЕМЕННЫХ М-ЗВЕЗД  
ТИПА SR

М. Е. Боярчук

Проведен анализ 20 спектрограмм семи переменных М-звезд типа SR. Спектры получены в 1968—1969 гг. на АСП-14 в фокусе кудэ 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 12 Å/мм. Спектроскопический анализ выполнен методом кривой роста.

Отождествлена линия лития  $\lambda$  6707,9. Измерены эквивалентные ширины 10 линий поглощения Ca I и 20 линий поглощения Fe I (табл. 2). Определены параметры  $\nu_{D Li}$ ,  $T_v$  и  $\lg(N_{Li}/N_{Ca})$ . Содержание лития  $\lg(N_{Li}/N_{Ca})$  в атмосферах переменных звезд M5 III — M8 III типа SR примерно равно содержанию лития в атмосферах нормальных звезд M0 III — M3 III и в 10 раз меньше, чем на Солнце (табл. 3, фиг. 2).

ABUNDANCE OF THE LITHIUM IN THE ATMOSPHERES VARIABLE M-STARS OF TYPE SR, by M. E. Boyarchuk. — Twenty spectrograms of seven variable M-stars with dispersion 12 Å/mm were obtained with the coude spectrograph of the 2,6 m telescope of the Crimean observatory in 1968—1969. A spectroscopic survey has been made by the curves of growth method.

The line Li I  $\lambda$  6707.9 was identified (Fig. 1). The equivalent widths of 10 absorption lines Ca I and of 20 absorption lines Fe I are measured (Tabl. 2). The parameters  $\nu_{D Li}$ ,  $T_v$  and  $\lg(N_{Li}/N_{Ca})$  for stellar atmosphere were determined. The abundance ratio  $\lg(N_{Li}/N_{Ca})$  for atmospheres of SR type stars M5 III—M8 III is near to the abundance ratio  $\lg(N_{Li}/N_{Ca})$  in the atmospheres of normal M0 III — M3 III stars and about 10 times smaller compared with the solar atmosphere (Tabl. 3, Fig. 2).

Обнаружение лития в атмосферах звезд интересно с двух точек зрения. Во-первых, это может дать информацию о происхождении и синтезе легких элементов, о перемешивании вещества внутри звезды, о конвекции; во-вторых, это может дать дополнительные сведения о возрасте звезд и о различных эволюционных процессах. Однако до сих пор исследования лития не коснулись атмосфер поздних М-звезд.

Мы поставили своей задачей отождествить линию  $\lambda$ 6707,9 Li I и определить содержание лития в атмосферах поздних М-звезд переменных типа SR. Спектры этих звезд фотографировались в 1968 и 1969 гг. на спектрографе в фокусе кудэ 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Спектрограммы были получены на пленках А-700 в области  $\lambda\lambda$  7000—5600 Å с обратной дисперсией 12 Å/мм (табл. 1).

Анализ спектрограмм проводился методом кривой роста. Основная трудность при спектральном анализе атмосфер звезд М состоит в учете влияния многочисленных полос поглощения окиси титана TiO на эквивалентные ширины линий исследуемых атомов. Это влияние проявляется двояко. Во-первых, многочисленные линии различных ветвей полос налагаются друг на друга и создают непрерывное поглощение дополнительно к поглощению H<sup>-</sup>. Величина дополнительного поглощения наибольшая вблизи канта полосы. Во-вторых, отдельные сильные линии TiO, расположенные сравнительно далеко от канта полосы, могут блендировать атомные линии обычным путем.

Рассмотрим учет влияния дополнительного непрерывного поглощения. Как известно, кривая роста связывает между собой эквивалентную ширину

Звезда	Sp	Тип переменности	$m$	Дата
$\delta^2$ Lyr	M4 II		6 <sup>m</sup> 1	5. XI 1968 г.
				25. VI 1969 г.
				26. VI
				5. VII
$\alpha$ Her	M5 II	SRc	3,0	6. VII
				3. VII 1967 г.
				5. VII 1969 г.
EU Del	M5	SRb	6,0	6. VII
				28. VII 1968 г.
				15. VIII
				17. VIII
R Lyr	M5 III	SRb	4,0	7. VII 1969 г.
				8. VII
				7. VII
g Her	M6 III:	SRb	5,7	8. VII
HD 203712	M7 III		7,3	8. VII
V450 Aql	M8 III	SR	6,3	17. VIII 1968 г.
				5. VII 1969 г.
				6. VII
				7. VII

$W_\lambda$  и величину  $\eta = s/\kappa$ , где  $s$  — коэффициент поглощения в линии, а  $\kappa$  — коэффициент непрерывного поглощения. Анализ атмосфер звезд методом кривых роста основан на предположении, что величина  $\kappa$  постоянная для всех исследуемых линий или ее изменения невелики и могут быть легко учтены. В случае звезд М мы имеем

$$\kappa = \kappa(\text{H}^-) + \kappa(\text{TiO}).$$

Изменения величины  $\kappa(\text{H}^-)$  в рассматриваемой спектральной области невелики. Они составляют всего несколько процентов (5—8%) [1]. Напротив, величина  $\kappa(\text{TiO})$  на небольшом участке, всего в несколько десятков ангстрем, меняется во много раз. Причем теоретически величину  $\kappa(\text{TiO})$  рассчитать довольно трудно. Поэтому мы решили учесть это поглощение эмпирическим путем, т. е. выбрать участки спектра, для которых величина  $\kappa(\text{TiO})$  одна и та же, и использовать для построения кривых роста только те атомные линии, которые попадают в эти участки.

Выбор участков спектра с равным поглощением окиси титана производился следующим образом. Поскольку  $\kappa(\text{H}^-)$  не сильно меняется с длиной волны, то мы предположили, что при отсутствии полос поглощения TiO распределение энергии в непрерывном спектре звезды М не сильно отличалось бы от планковского. Тогда, проведя через участки спектра, свободные от поглощения TiO, планковскую кривую, можем определить величину

$$Q = \frac{I_{\text{набл}}}{I_{\text{планк}}},$$

где  $I_{\text{набл}}$  — наблюдаемая интенсивность непрерывного спектра;  $I_{\text{планк}}$  — интенсивность непрерывного спектра, проведенная с помощью планковской кривой над участками спектра, отягощенными поглощением TiO. Ясно, что величина  $Q$  всегда будет меньше единицы.

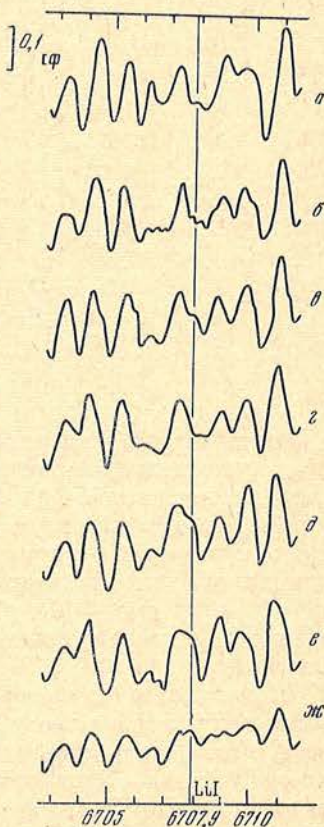
Для определения величины  $Q$  мы использовали данные о распределении энергии в непрерывном спектре звезд М, опубликованные Виллтропом [2], и данные, полученные из наблюдений М-звезд на спектрографе СП-72 (дисперсия 80 Å/мм) и кудэ-спектрографе (дисперсия 12 Å/мм) телескопа ЗТШ.



Для вычисления планковских кривых были использованы температуры согласно шкале Джонсона [3]. Для линии  $\lambda$  6707,9 Li I было найдено, что для спектров звезд M4 — M8  $Q = 0,85$ . Поэтому и линии для построения кривой роста необходимо было выбирать в тех спектральных районах, где  $Q$  не сильно отличается от 0,85. Мы предположили, что  $Q$  не должно отличаться больше, чем на 10%. В результате были выбраны такие спектральные области:  $\lambda\lambda$  6850—6800, 6750—6650, 6500—6300, 6150—6100. Границы этих областей несколько меняются с изменением спектральных классов. И даже внутри уже выбранной области приходилось рассматривать поглощение для каждой отдельной линии, выбираемой для построения кривой роста.

Что касается блендирования атомных линий с отдельными линиями различных ветвей полос TiO, то оно выделялось при последовательном просмотре регистрограмм звезд от K4 до M8. Также было обращено внимание на атмосферные линии  $H_2O$  и  $O_2$ , согласно солнечному атласу [4].

Как известно, содержание лития в атмосферах звезд обычно оценивается всего по одной линии, дублету 6707, 89, 6707,74 Li I. На спектрограммах звезд компоненты этого дублета не разрешаются. К тому же в звездах типа M она искажается поглощением  $\gamma$ -системы полос TiO. Чтобы оценить влияние этого поглощения на эквивалентную ширину линии лития, мы использовали расчеты тонкой структуры колебательной полосы TiO системы  $\gamma$  (1—0) [5]. Оказалось, что линия ветви  $R_2$  этой системы при  $\lambda$  6707,7 совпадает по длине волны с линией лития. Но из фиг. 1, где приведены регистрограммы небольшого участка спектра ( $\lambda\lambda$  6703—6711 Å) для всех исследуемых звезд, можно оценить вклад этой линии TiO в эквивалентную ширину линии  $\lambda$  6707,9 Li I и убедиться, что это влияние незначительно. Для этого необходимо было точно определить положение линии лития среди полос окиси титана. Оно на регистрограмме определялось по атомным линиям поглощения железа  $\lambda\lambda$  6750,2; 6678,0; 6648,1; 6593,9; 6494,9 Fe I и кальция 6717,7; 6572,8; 6471,7; 6462,6 Ca I. Точность определения этого положения составляет 0,1 Å. Положение линии лития на фиг. 1 отмечено вертикальной линией. Остальные провалы принадлежат блендам различных линий полос поглощения окиси титана. Рядом с линией лития располагается линия ветви  $Q_3$  с  $\lambda = 6708,4$  Å. Однако ее всегда удается отделить от линии лития. Полоса ветви  $R_2$   $\lambda$  6707,7 очень слаба и влияния не оказывает. Мы видим, что на регистрограммах звезд HD 203712 M7 III и  $\alpha$  Her M5 II линии при  $\lambda$  6707,7 практически нет, тогда как там довольно сильны остальные линии полос TiO. Значит, интенсивность линии  $\lambda$  6707,7 TiO  $\gamma$  (1—0)  $R_2$  действительно очень мала и не может исказить эквивалентную ширину линии лития.



Фиг. 1. Усредненные регистрограммы спектров звезд в районе линии лития

а —  $\delta^2$  Lyr M4 II; б — V 450 Aql M8 V SR; в — R Lyr M5 III SRb; г — g Her M6 III SRb; д — EU Del M5 SRb; е — HD 203712 M7 III; ж —  $\alpha$  Her M5 II SRc. Штрихом «ф» обозначена средняя величина флуктуации. Вертикальный штрих соответствует 0,1 интенсивности спектра

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	$n$	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$							
			$\delta^2 \text{ Lyr}$	$\alpha \text{ Her}$	EU Del	R Lyr	g Her	HD 203712	V450 Aql	
Li I										
6707,9	1	4,02	0,92	0,40:	0,45	0,74	0,70	0,18:	0,75	
Ca I										
6572,8	1	-0,04	1,744	1,50	1,597	1,670	1,575	1,650	1,670	
6499,6	18	3,16	1,136	0,744	1,12	0,912		0,903	1,102	
6493,8	18	3,76	1,560	1,17	1,418	1,534	1,314	1,174	1,408	
6471,7	18	3,17	1,336	0,823		1,279	1,092	1,303	1,226	
6462,6	18	4,11	1,692	1,29	1,330	1,598	1,270	1,291	1,450	
6455,6	19	2,81	0,931	0,512	1,060	1,172	1,048	1,084	1,088	
6449,8	19	3,52	1,321	0,94		1,288	1,154	1,04	1,155	
6439,1	18	4,11	1,558	1,174	1,388	1,535	1,384	1,368	1,457	
6122,2	3	3,69	1,853	1,529		1,592		1,466		
6102,7	3	3,16		1,298		1,355		1,240		
Fe I										
6839,8	205	1,21					0,872	0,670		
6806,8	268	1,36				0,712	0,866	0,801		
6750,2	111	1,72	1,350	0,823	1,040	1,110	1,174	1,08	1,017	
6678,0	268	2,90		1,089	1,213		1,262	1,120	1,25	
6663,4	111	1,77	1,332			1,05		0,94	0,924	
6648,1	13	-0,84		0,59	0,72	0,730			1,04	
6624,9	13	-1,29		0,540	0,781	0,93	0,950		0,98	
6609,1	206	1,54	0,782		0,686	0,71	1,06			
6608,0	109	0,49	0,958	0,411			0,792		0,612	
6593,9	168	1,79	1,226	0,97		1,252	1,176	1,278	1,333	
6581,2	34	-0,30		0,713	0,674			0,835		
6575,0	206	1,58	1,164	0,544	0,845	0,890	0,836	0,930	1,016	
6574,2	13	-0,82	1,341		1,132		0,930			
6518,4	342	1,88	0,894	0,566	0,876	0,705	0,972	1,038	0,902	
6498,9	13	-0,41	1,217	1,170	1,068	1,39	1,07	1,263	1,25	
6494,9	168	2,95	1,378	1,22	1,02	1,34	0,904		1,49	
6481,9	109	1,41	0,974		1,142	0,707			0,966	
6475,6	206	1,58	0,988			0,77	0,938			
6430,8	62	2,22		0,940		1,370		1,19		
6421,3	111	2,27		1,056		1,48		1,512		
6393,6	168	2,70	1,48	1,163	1,270	1,412		1,334	1,334	
6392,6	109	0,67						0,91	0,713	
6358,7	13	-0,20							-1,28	
6355,0	342	2,05	0,82						0,878	
6344,1	169	1,48	0,938						1,05	
6336,8	816	3,52	0,947					0,930		
6335,3	62	1,94						1,11	1,24	
6322,7	207	1,87	1,124						1,020	

Учитывая все сказанное, для анализа спектрограмм были выбраны чистые, неблендированные линии с поглощением  $Q = 0,85 \pm 10\%$ : 10 линий поглощения Ca I и 28 линий поглощения железа Fe I. Набор этих линий дает возможность построить кривую роста. Для этого были определены эквивалентные ширины; данные записаны в табл. 2. В первом столбце даны длины волн, во втором — номера мультиплетов, согласно таблицам Мур [6], в третьем —  $\lg gf\lambda$ , взятые для Li I из [7], для Ca I из [8] и для Fe I из [9], в последующих столбцах даны  $\lg (W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6$  для всех исследуемых звезд.

Эмпирические кривые роста строились для предварительного значения температуры возбуждения,  $T_v = 3000^\circ$ . В качестве теоретической кривой роста была взята кривая, рассчитанная Врубелем [10] для однородной модели Милна — Эддингтона с параметром  $V_c/B_1$ , лежащим между значениями 1/3 и 2/3. Эмпирические кривые, построенные для линий поглощения железа и кальция, хорошо дополняют друг друга и были объединены

в одну общую кривую роста. Из сравнения эмпирических и теоретической кривых роста были определены обычные параметры атмосферы. Допплеровский параметр  $v_D$  для атомов Li I был вычислен в предположении, что турбулентные скорости  $v_t$  различных атомов в атмосфере звезды равны. Тогда, получив из наблюдений, т. е. из кривой роста, значение доплеровского параметра для атомов железа  $v_{D(Fe)}$ , мы по известной формуле (1) определяли турбулентную скорость для железа  $v_{t(Fe)}$ :

$$v_D^2 = \frac{2kT}{\mu m_0} + v_t^2. \quad (1)$$

Считая, что  $v_t(Fe) = v_t(Li)$ , по той же формуле (1) определяем доплеровский параметр для атомов лития  $v_D(Li)$ . Кроме того, мы считали, как и в [11], что для учета дублетной структуры линии лития необходимо  $v_D(Li)$  умножить на 1,5. Затем были определены температуры возбуждения  $T_v$  обычным графическим методом [12]. Потенциалы возбуждения нижних уровней  $\epsilon$  всех измеренных линий Ca I, кроме одной  $\lambda 6572,8$ , близки к 2,5 эв. Для линии  $\lambda 6572,8 \epsilon = 0,00$  эв. Напротив, линии Fe I распределены равномерно по  $\epsilon$  в диапазоне 0,0—3,0 эв. Поэтому мы придали больший вес значению температуры возбуждения, определенной по линиям Fe I, и использовали его в дальнейших вычислениях. Полученные данные записаны в табл. 3.

Таблица 3

Звезда	Sp	Тип пере- менности	$\Theta_v$		$\Gamma \cdot 10^{-6}$	$v_D Fe I,$ км/сек	$v_t Fe I,$ км/сек	$v_D Li I,$ км/сек	$W_{\lambda, \mu\text{Å}}$ $\lambda 6707,9$	$\lg \frac{N_{Li}}{N_{Ca}}$	$\lg \frac{N_{Li}}{N_{Ca}}$ (*—○)
			Fe I	Ca I							
$\delta^2$ Lyr	M4 II		1,67	1,83	2,39	2,88	2,71	3,88	56	-5,43	-0,46
V450 Aql	M8 III	SR	1,69	1,77	3,31	1,58	1,25	3,02	38	-5,31	-0,64
R Lyr	M5 III	SRb	1,73	1,74	3,47	1,66	1,35	3,04	37	-5,37	-0,69
g Her	M6 III:	SRb	1,63	1,73	2,09	1,00	0,14	2,82	34	-5,69	-1,01
EU Del	M5	SRb	1,67	1,80	1,32	1,58	1,27	3,04	19	-5,89	-1,22
HD 203712	M7 III		1,76	1,92	1,00	1,20	0,73	2,80	<10:	<-6,38	<-1,71
$\alpha$ Her	M5 II	SRc	1,79	1,84	2,95	1,41	1,04	2,88	<7:	<-5,56	<-0,89

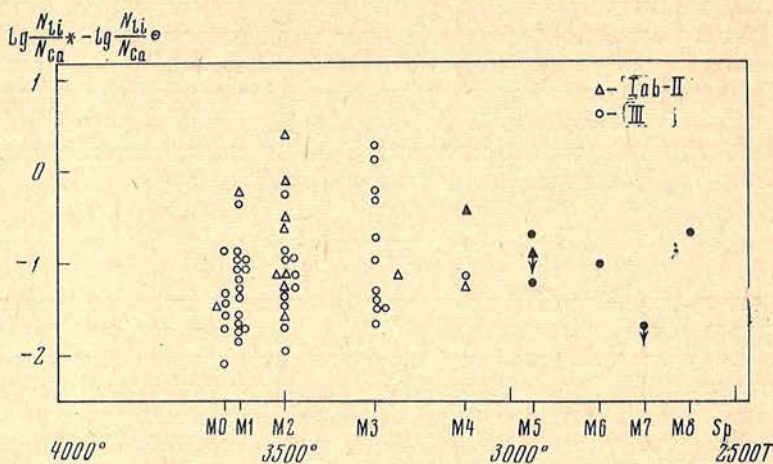
Для определения содержания элементов в атмосферах звезд необходимо знать температуру ионизации. Ее мы определили при помощи соотношения  $\Theta_{II} = 0,94 \Theta_v$ , которое было получено по данным Бонсака [13] для звезд M0 III. Мы допустили, что это соотношение справедливо и для звезд M5 — M8 III. Используя полученные таким образом температуры ионизации и приняв значение электронной плотности для гигантов M  $\lg p_e = -1,00$  [14], мы рассчитали отношение чисел ионизованных атомов к нейтральным для лития и кальция. Рассмотрение результатов этих вычислений показало, что в атмосферах звезд-гигантов M5—M8 атомы лития и кальция находятся в основном в ионизованном состоянии. В этом случае, используя формулу Саха для отношения содержания лития и кальция, мы получили следующее выражение:

$$\lg \frac{N_{Li}}{N_{Ca}} = \lg \frac{N_{LiII}}{N_{CaII}} = \left( \lg \frac{N_{LiII}}{U_{LiII}} - \lg \frac{N_{CaI}}{U_{CaI}} \right) + \lg \frac{U_{LiII}}{U_{CaII}} - \Theta_{II} (\chi_{LiII} - \chi_{CaI}). \quad (2)$$

Из кривой роста находим

$$\lg \frac{N_{LiII}}{U_{LiII}} - \lg \frac{N_{CaI}}{U_{CaI}} = (\lg \eta - \lg X_{jf})_{LiII} - (\lg \eta - \lg X_{jf})_{CaI} + (\lg v_{DLiII} - \lg v_{DCaI}), \quad (3)$$

где  $\eta$  — абсцисса теоретической кривой роста, а  $\lg X_{jf} = \lg g/f\lambda - \Theta_{v\epsilon}$ ,



Фиг. 2. Разница отношений содержаний лития к кальцию в атмосферах звезд и Солнца

и окончательно получим

$$\lg \frac{N_{\text{Li}}}{N_{\text{Ca}}} = (\lg \eta - \lg X_{if})_{\text{Li}} - (\lg \eta - \lg X_{if})_{\text{Ca}} + (\lg v_{\text{DLi}} - \lg v_{\text{DCa}}) + (\lg U_{\text{LiII}} - \lg U_{\text{CaII}}) - \Theta_{\text{Li}} (\chi_{\text{LiII}} - \chi_{\text{CaI}}). \quad (4)$$

Основное преимущество такого метода состоит в том, что в этом случае нам необходимо знать лишь приближенно значение  $p_e$ , чтобы определить, в каком состоянии ионизации находится большинство атомов. По формуле (4) были проведены вычисления отношения содержания атомов лития к содержанию атомов кальция. Данные этих вычислений записаны в табл. 3, столбце 11. Рассматривая полученные значения, мы видим, что они для всех исследуемых звезд приблизительно одинаковы. Исключение составляют звезды HD 203712 M7 III и  $\alpha$  Her M5 II, для которых мы можем оценить только верхнюю границу отношения содержания лития к Ca, так как на регистрограммах этих звезд эквивалентные ширины линии лития равны флуктуациям интенсивности из-за зернистости фотоэмульсии. Разброс определений получился большой. Однако следует иметь в виду, что мы определили не чистое содержание лития, а отношение содержания лития к кальцию. Поэтому дисперсия значений  $\lg(N_{\text{Li}}/N_{\text{Ca}})$  может быть частично вызвана различным содержанием кальция в атмосферах разных звезд. Так, например, в спектре  $\alpha$  Her мы не обнаружили линии лития и смогли оценить только верхнюю границу его содержания. Но из-за сравнительно низкого содержания кальция отношение содержания лития к кальцию получилось сравнимым с таким же отношением в атмосферах других звезд, в спектрах которых линия лития была достаточно сильной.

Чтобы сравнить наши результаты с подобными определениями других авторов, мы вычислили разность отношения содержания атомов лития к атомам кальция в атмосферах исследуемых звезд и в атмосфере Солнца, согласно [15] и [16], т. е. для содержания лития было принято значение  $\lg N_{\text{Li}} = 1,23$ , а для содержания кальция  $\lg N_{\text{Ca}} = 6,15$ . При этом мы учли различие в использованных силах осцилляторов. Вычисленная разность отношений содержания лития к кальцию в атмосферах исследуемых звезд и Солнца записана в табл. 3 в последнем столбце. Рассматривая полученные величины, мы видим, что отношение содержания лития к кальцию в атмосферах поздних M-звезд — переменных типа SR примерно в 10 раз меньше, чем в атмосфере Солнца. Эти данные позволили сравнить результаты нашей работы с подобными результатами Мерчант [14]. Для

наглядности сравнение этих результатов мы приводим на фиг. 2. По оси абсцисс отложены спектральные классы в температурной шкале Джонсона [3], по оси ординат — отношение содержаний лития и кальция в атмосферах М-звезд по отношению к солнечной атмосфере. Данные нашей работы показаны темными кружками и треугольниками. Светлые значки — данные работы Мерчант [14]. Из рассмотрения фиг. 2 видно, что в атмосферах переменных звезд М5—М8 классов светимости II и III отношение содержания лития к кальцию определяется с большим разбросом и примерно такое же, как в атмосферах постоянных звезд М0—М3 II—III [14].

В заключение благодарю А. А. Боярчука за обсуждение работы и Г. Н. Шаропову за помощь в обработке материала наблюдений.

11 декабря 1970 г.

#### Литература

1. S. Chandrasekhar, F. H. Breen. *Astrophys. J.*, 1946, **104**, 430.
2. R. V. Willstrop. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1965, **69**, 83.
3. H. L. Johnson. *Annual Rev. Astron. and Astrophys.*, 1966, **4** 193.
4. Ch. E. Moore, M. G. J. Minnaert, J. Houtgast. *Nat. Bur. Stand. Monogr.*, 1966, **61**.
5. J. G. Phillips. *Astrophys. J.*, 1951, **114**, 152.
6. Ch. Moore. *Contribs Princeton Univ. Obs.*, 1945, N 20.
7. A. W. Weiss. *Astrophys. J.*, 1963, **138**, 1262.
8. C. H. Corliss, W. R. Boyman. *Nat. Bur. Stand. Monogr.*, 1964, **53**.
9. B. Warner, C. H. Corliss. *Astrophys. J.*, *Suppl.*, 1964, **8**, 395.
10. M. Wrubel. *Astrophys. J.*, 1949, **109**, 66.
11. G. H. Herbig. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 588.
12. М. Е. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, **24**, 115.
13. W. K. Vonsack. *Astrophys. J.*, 1959, **130**, 843.
14. A. E. Merchant. *Astrophys. J.*, 1967, **147**, 587.
15. L. Goldberg, E. Müller, L. Aller. *Astrophys. J.*, *suppl.*, 1960, **5**, 1.
16. J. L. Greenstein, R. S. Richardson. *Astrophys. J.*, 1951, **113**, 536.

СОДЕРЖАНИЕ ЛИТИЯ В АТМОСФЕРАХ  
ДВУХ dM5-ЗВЕЗД

М. Е. Боярчук

Методом кривых роста проведен спектроскопический анализ девяти спектрограмм, вспыхивающей звезды AD Leo M4,5 V и звезды Барнарда BD + 4° 3561 M5 VI.

Отождествлена линия лития  $\lambda$  6707,9. Измерены эквивалентные ширины 10 линий поглощения Ca I и 20 линий поглощения Fe I (табл. 2). Определены следующие физические параметры звездных атмосфер: доплеровская скорость  $v_{D Li}$ , температура возбуждения  $\Theta_v = 5040/T_v$  и относительное содержание Li,  $\lg N_{Li}/N_{Ca}$ . Показано, что содержание лития в атмосфере звезды субкарлика BD + 4°3561 в 14 раз меньше, а для AD Leo в 160 раз меньше солнечного.

ABUNDANCE OF THE LITHIUM IN THE ATMOSPHERES OF TWO dM5 STARS, by M. E. Boyarchuk.— Nine spectrograms of the flare star AD Leo M4,5 V and of Barnard star BD + 4° 3561 M5 VI (disp. 12 and 24 Å/mm) (tabl. 1) have been investigated by the curves of growth method.

The line Li I  $\lambda$  6707,9 was identified. The equivalent widths of 10 absorption lines Ca I and of 20 absorption lines Fe I were measured (tabl. 2). The physical parameters of stellar atmosphere obtained are the following, parameter of Doppler velocity  $v_{DLi}$ , excitation temperature  $\Theta_v = 5040/T_v$ , and relative abundance of Li,  $\lg N_{Li}/N_{Ca}$ .

It is shown, that  $\lg N_{Li}/N_{Ca}$  in the atmosphere of star BD + 4° 3561 is 14 times smaller, and in the atmosphere AD Leo it is 160 times smaller in comparison with the solar abundance (tabl. 3).

Отождествление линии лития в спектрах звезд-карликов K5—M8 наталкивается на ряд трудностей. Одна из них — блендирование линии лития полосой титана, другая — слабость самой линии лития. Так, Вилсон [1], рассматривая спектры 32 карликовых звезд типа G8—K7, обнаружил заметную линию лития только у одной звезды  $\zeta$  BooA. А Бонсак [2], исследовавший пять dK-звезд, лишь у одной обнаружил уверенную линию лития; у остальных удалось определить только верхнюю границу содержания лития. Относительно поисков линии лития у звезд-карликов M известно высказывание Хербига [3] о том, что на спектрограммах с дисперсией 15 Å/мм визуально линия лития не видна. Поскольку нам неизвестны работы о тщательном спектрофотометрическом поиске линии  $\lambda$ 6707,9 в спектрах звезд dM, то мы предприняли подобное изучение спектров двух звезд dM5.

На спектрографе АСП-14 в фокусе куде 2,6-м телескопа им. Г. А. Шайна в 1968—1970 гг. по программе вспыхивающих звезд Р. Е. Гершберг сфотографировал несколько спектров вспыхивающей звезды AD Leo M4, 5V и звезды Барнарда — субкарлика BD + 4°3561 M5 VI. Спектрограммы были получены с обратной дисперсией 12 и 24 Å/мм на пластинках А-700 в интервале длин волн  $\lambda$ 7000—5600 Å. Некоторые данные об этих звездах приведены в табл. 1. Основная цель работы состояла в отождествлении дублета линии  $\lambda$ 6707,89, 6707,74 Li I и определении содержания атомов лития в атмосферах звезд. Для этого спектрограммы звезд

были измерены на микрофотометре в прямых интенсивностях с увеличением 50 раз. Для каждой звезды проводилось усреднение по трем регистрограммам. Усредненные регистрограммы спектров звезд в районе линии лития представлены на фиг. 1. Сплошной вертикальной линией

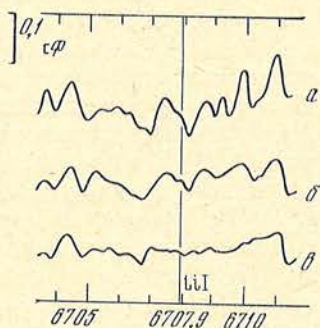
Таблица 1

Звезда	Sp	$m$	$\mu_l$	$M$	$V$ , км/сек	$n$	$D$ , Å/мм	Дата
AD Leo BD + 20°2465	M4,5V	9,4	0,204	10,9	-14	3	24	12,14, 18.V 1968 г.
BD + 4°3561	M5 VI	9,6	0,552	13,2	-91	3	24	13,14. V, 14. VIII 1968 г.
BD + 4°3561	M5 VI	9,6	0,552	13,2	-91	3	12	16. V, 14,16. VII 1970 г.

указано положение линии  $\lambda 6707,9$ . Это положение найдено по атомарным линиям железа и кальция с точностью до 0,1 Å. Буквой «ф» обозначена средняя величина флуктуации интенсивности из-за зернистости фотоэмульсии. Вертикальный отрезок соответствует 0,1 интенсивности спектра. Сравнение регистрограмм для звезды BD + 4°3561, снятых с дисперсией 12 и 24 Å/мм, показывает, с какой степенью достоверности мы можем отнести к спектрам вспыхивающей звезды AD Leo, снятой с дисперсией 24 Å/мм. Из рассмотрения фиг. 1 видно, что полосы поглощения TiO на усредненной регистрограмме вспыхивающей звезды AD Leo несколько слабее, чем на регистрограммах звезды-субкарлика BD + 4°3561. Однако из сравнения регистрограмм звезды BD + 4°3561 с обратной дисперсией 12 и 24 Å/мм видно, что из-за различия дисперсии интенсивность полос меняется мало. Поэтому мы можем сделать вывод, что ослабление полос поглощения TiO на регистрограмме звезды AD Leo по сравнению с BD + 4°3561 реальное. К тому же ранее было показано [4], что интенсивность голов полос окиси титана  $\alpha$ -системы (TiO  $\alpha$ ) для спектров звезд M1 — M4 V значительно слабее, чем интенсивность голов полос для спектров звезд M1 — M8 III. Можно допустить, что и для  $\gamma$ -системы полосы поглощения окиси титана ослабляются в атмосферах звезд-карликов по сравнению с атмосферами звезд-гигантов.

Фиг. 1. Усредненные регистрограммы спектров звезд

$\alpha$  — BD + 4° 3561 (12 Å/мм);  $\beta$  — BD + 4° 3561 (24 Å/мм);  $\gamma$  — AD Leo (24 Å/мм)



Что касается линии  $\lambda 6707,9$  Li I, то реальность ее отождествления среди полос поглощения окиси титана  $\gamma$ -системы TiO  $\gamma$  (1—0) обсуждалась в предыдущей работе автора [5], где было показано, что блендированные линии  $\lambda 6707,9$  Li I линией поглощения окиси титана  $\lambda 6707,7$  TiO  $\gamma$  (1—0)  $R_2$  не существенно, даже для спектров звезд M-гигантов. Поэтому ту линию  $\lambda 6707,9$  Li I, которую мы видим на регистрограммах звезды-субкарлика BD + 4°3561, можно считать реальной. На регистрограмме

Таблица 2

$\lambda, \text{ \AA}$	$n$	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
			BD + 4°3561 (12 $\text{\AA}/\text{мм}$ )	BD + 4°3561 (24 $\text{\AA}/\text{мм}$ )	BD + 20°2465 (24 $\text{\AA}/\text{мм}$ )
Li I 6707,9	1	4,02	0,72	0,69	<0,18:
Ca I 6572,8	1	-0,04	1,49	1,57	1,56
6493,8	18	3,76	1,40	1,47	1,56
6471,7	18	3,17	1,09	1,08	1,24
6462,6	18	4,11	1,46	1,43	1,67
6455,6	19	2,81	0,87	0,90	1,05
6449,8	19	3,52	1,28		1,39
6439,1	18	4,11	1,57	1,62	1,66
6122,2	3	3,69	1,58		
6102,7	3	3,16	1,58		
Fe I 6839,8	205	1,21	0,85		0,42
6806,9	268	1,36		0,45	0,25
6677,9	268	2,90	1,14	1,25	1,14
6648,1	13	-0,84		0,70	0,62
6625,0	13	-1,29	0,66	0,61	0,59
6593,9	168	1,79	0,95	0,88	0,99
6592,9	268	2,72			0,79
6581,2	34	-0,30			0,67
6575,0	206	1,58	0,80	0,67	0,56
6574,2	13	-0,82	1,01		0,75
6518,4	342	1,88			0,55
6498,9	13	-0,41	1,25	1,01	0,90
6481,9	109	1,41	0,94	0,78	0,65
6475,6	206	1,58		0,72	
6358,7	13	-0,20		1,02	
6336,8	816	3,52	0,99		
6322,7	207	1,87	1,12		
6302,5	816	3,19	0,71		
6301,5	816	3,58	0,94		
6297,8	62	1,49	1,15		

вспыхивающей звезды AD Leo линии при  $\lambda$  6707,9 обнаружить не удалось. Если она там есть, то сравнима с флуктуациями зерна.

Чтобы определить содержание лития в атмосферах звезд BD + 4°3561 и AD Leo, был выбран ряд линий поглощения железа и кальция, определены для них эквивалентные ширины и построены кривые роста по методике, описанной в [5]. Эквивалентные ширины для всех использованных в анализе линий поглощения указаны в табл. 2. Кривые роста представлены на фиг. 2. Из сравнения эмпирических и теоретической кривых роста были определены доплеровские параметры для атомов железа. Считая, что турбулентные скорости для атомов железа и лития в атмосферах исследуемых звезд равны, по обычной формуле [5] были определены доплеровские параметры и для атомов лития,  $v_{DLi}$ . Значение этой скорости, увеличенное, согласно [3], в 1,5 раза для учета дублетной структуры линии, использовалось в дальнейшем для определения содержания атомов. Температуры возбуждения были получены обычным методом, описанным в [6], а температуры ионизации — при помощи соотношения  $\Theta_{II} = 0,94 \Theta_{V}$ . Все эти данные приведены в табл. 3.

Для атмосферы звезды-карлика M5 мы предположили значение электронной плотности  $\lg p_e = -0,50$ , согласно [7]. Тогда при  $T \sim 3000^\circ \text{K}$  атомы лития и кальция будут находиться в основном в нейтральном состоянии. Подсчитав это число атомов, мы сможем принять его за полное



Звезда	Sp	D, Å/мм	e <sub>B</sub>		Γ · 10 <sup>-6</sup>	v <sub>DFe</sub> , км/сек	v <sub>rFe</sub> , км/сек	v <sub>DLi</sub> , км/сек	lg $\frac{N_{Li}}{N_{Ca}}$	lg $\frac{N_{Li}}{N_{Ca}}$ (* - ⊙)
			Fe	Ca						
AD Leo + 20°2465	M4,5 V	24	1,61	1,61	4,37	1,00	0,10	2,84	≤ -6,86;	≤ -2,19;
BD + 4°3561	M5 VI	12	1,69	1,68	3,95	1,51	1,16	2,99	-5,53	-0,84
BD + 4°3561	M5 VI	24	1,67	1,68	3,47	1,05	0,36	2,80	-6,13	-1,46

число атомов. Тогда выражение для отношения коэффициентов поглощения в линии и непрерывном спектре, записанное в виде

$$\eta = \frac{\pi^{1/2} e^2 f \lambda N e^{-\frac{\epsilon}{kT}}}{m c v_D \kappa}, \quad (1)$$

можно легко преобразовать в следующее выражение:

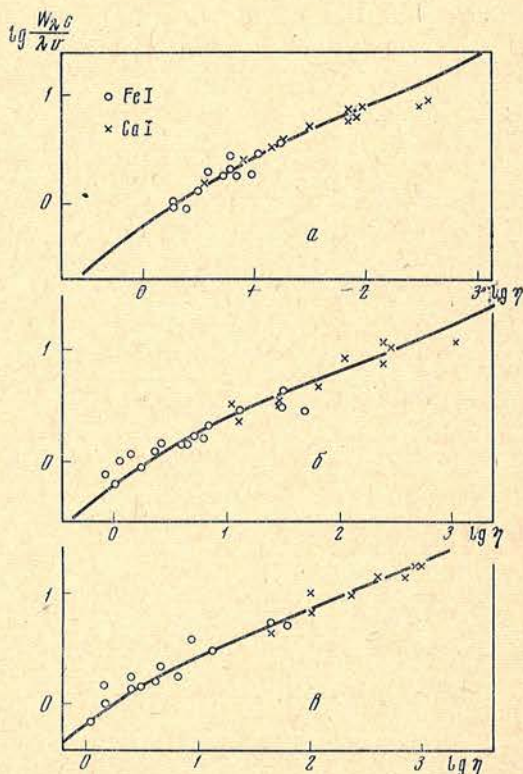
$$\lg \frac{N_{Li}}{N_{Ca}} = \lg \frac{N_{Li}^0}{N_{Ca}^0} = (\lg \eta - \lg X_f)_{Li} - (\lg \eta - \lg X_f)_{Ca} + (\lg v_{DLi} - \lg v_{DCa}) + (\lg U_{Li}^0 - \lg U_{Ca}^0). \quad (2)$$

Величины отношения общего числа атомов лития к числу атомов кальция для всех исследуемых звезд и то же в отношении к Солнцу даны в табл. 3 в столбцах 10 и 11 соответственно. Солнечные данные для содержания лития и кальция были использованы те же, что и в предыдущей работе автора [5].

Рассматривая результаты этих определений, можно сказать, что содержание лития в атмосфере звезды-субкарлика BD + 4°3561 M5 VI в 14 раз меньше, чем на Солнце, и примерно равно содержанию лития в атмосферах звезд гигантов M0—3 III. Для вспыхивающей звезды AD Leo установлена только верхняя граница содержания лития, оно по крайней мере в 160 раз меньше солнечного. Различие в содержании лития у двух изученных звезд составляет по крайней мере 10 раз. В атмосфере AD Leo M4,5 V лития меньше, чем в атмосфере субкарлика BD + 4°3561 M5 VI. Сейчас трудно сказать, связано ли это различие со вспышечной активностью AD Leo или очень большим возрастом субкарлика BD + 4°3561.

В заключение выражаю глубокую благодарность Р. Е. Герш-

Фиг. 2. Кривая роста для BD + 4°3561 M5 VI (дисперсия 12 Å/мм) (а), для BD + 4°3561 M5 VI (дисперсия 24 Å/мм) (б) и для AD Leo M4,5 V (дисперсия 24 Å/мм) (в)



бергу за предоставленные спектрограммы звезд и обсуждение результатов, а также Г. Н. Шараповой за помощь в обработке материала наблюдений.

11 декабря 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. O. C. Wilson. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1963, 75, 62.
2. W. K. Bonsack. Astrophys. J., 1959, 130, 843.
3. G. H. Herbig. Astrophys. J., 1965, 141, 588.
4. М. Е. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 39, 114.
5. М. Е. Б о я р ч у к. Наст. том, стр. 47.
6. М. Е. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 94.
7. К. А л л е н. Астрофизические величины. ИЛ., 1960.

## НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ВЫСВЕЧИВАНИЯ ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА, ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОГО В ЧАСТОТАХ ЛИНИЙ

Р. Е. Гершберг

С целью уточнения методики фотометрического анализа вспышек звезд типа UV Кита рассмотрен ряд вопросов высвечивания водородной плазмы, оптически толстой в частотах бальмеровских линий.

Показано, что во вспышках плотность диффузного  $B_{\alpha}$ -излучения должна быть мала и эффективный коэффициент рекомбинации определяется величиной  $\sum_{k=2}^{\infty} C_k$ . Излучение плазмы в ультрафиолетовой области [спектра  $S_{ii} \propto T_e^{-0,9}$  и очень слабо зависит от  $\tau_{H_{\alpha}}$ . Получены общие формулы для вычисления радиативных потерь плазмы при конечных заселенностях возбужденных уровней водорода.

Подробно рассмотрена роль нестационарного поля  $L_{\alpha}$ -излучения. Возникающие при высвечивании  $L_{\alpha}$ -кванты повышают заселенность второго уровня и приводят к перекачке части ионизационной энергии плазмы в ее тепловую энергию, в результате чего изменяется температура газа и темп его высвечивания. Количественный расчет плотности  $L_{\alpha}$ -квантов проводился с помощью решения системы кинетических уравнений. С целью выяснения роли различных факторов во взаимодействии высвечивающегося водорода и  $L_{\alpha}$ -квантов последовательно рассмотрены следующие модели: чисто радиативные процессы в изотермической плазме; высвечивание в изотермической плазме с учетом ударного взаимодействия частиц; высвечивание водорода с учетом ударных взаимодействий и одновременных изменений температуры газа. Решения, полученные для диапазона начальных температур от 10 000 до 40 000° К, для плотностей вещества от  $10^{10}$  до  $10^{14}$  см<sup>-3</sup> и для различных начальных состояний ионизации и возбуждения, показывают, что все эти параметры заметно меняют временной ход и абсолютные значения плотности  $L_{\alpha}$ -квантов и заселенности второго уровня водородных атомов. Но нормальная космическая примесь гелия в рассматриваемом диапазоне плотностей не сказывается на этих величинах.

Сравнение теоретических кривых блеска высвечивающейся плазмы, полученных с учетом нестационарного поля  $L_{\alpha}$  и без него, показывает, что это поле излучения заметно замедляет процесс высвечивания. Однако общий вид нисходящих ветвей кривых блеска практически не меняется и оценки плотности вещества во вспышках, полученные без учета эффектов  $L_{\alpha}$ -поля, оказываются заниженными в несколько раз.

В Приложении, написанном Э. Э. Шволем, изложен метод численного решения кинетических уравнений, которые описывают одновременное протекание процессов с резко различными характерными скоростями и решение которых требует известной осторожности. Этот метод использован во всех расчетах нестационарного поля  $L_{\alpha}$  и позволил сократить необходимую вычислительную работу на 6—7 порядков по сравнению с расчетами стандартными способами.

SOME PROBLEMS ON THE RADIATIVE RELAXATION OF IONIZED HYDROGEN OPTICALLY THICK AT LINES FREQUENCIES, by R. E. Gershberg. — In order to improve the methods of photometric analysis of the UV Cet-type star flares some problems of the radiative relaxing hydrogen plasma optically thick at Balmer lines frequencies are considered.

Diffuse Balmer continuum radiation is shown to be small into the flares and therefore

the effective recombination coefficient is determined by the value  $\sum_{k=2}^{\infty} C_k$ . The power of plasma radiation in ultraviolet region  $S_{\text{II}} \propto T_e^{-0.9}$  and the dependence of  $S_{\text{II}}$  on the optical thickness  $\tau_{\text{H}\alpha}$  is shown to be small. General formulae for plasma radiative losses are obtained accounting for finite populations of hydrogen excited levels.

The role of nonstationary  $L_{\alpha}$  radiation field is considered in details.  $L_{\alpha}$  quanta originated during plasma relaxation raise the second level population, lead to transformation of a part of plasma ionization energy into its thermal energy and as a result alter the thermal regime of the gas and its relaxation rate. Quantitative calculation of  $L_{\alpha}$  quanta density is carried out by solving the system of kinetic equations. To clarify the role of different factors on the relaxing hydrogen and  $L_{\alpha}$  quanta interaction the following models are considered consecutively: pure radiative processes into isothermal plasma; isothermal plasma relaxation process accounting for the impact interactions of particles; the relaxation process taking into account for the impact interactions and temperature variations. Solutions obtained for the initial temperature range from 10 000 to 40 000° K, medium density from  $10^{10}$  to  $10^{14}$   $\text{cm}^{-3}$  and for different initial states of ionization and excitation show that all these parameters alter appreciably the temporal variations and absolute values of  $L_{\alpha}$  quanta density and the second level population of hydrogen atoms. But normal cosmical helium admixture does not influence on these things.

Comparison between theoretical light curves for radiative relaxing plasma obtained with and without accounting for the nonstationary  $L_{\alpha}$  radiation shows that the radiation field slows down appreciably the relaxation process. But the general outlook of descending branches of the light curves does not vary noticeably and the estimations of medium density obtained without accounting for  $L_{\alpha}$  field are sometimes underestimated.

In Appendix written by E. E. Shol the method for numerical solution of a system of kinetic equations (describing simultaneous realization of processes with very different characteristic rates and whose solution demands a certain care) is given. This method is used for all nonstationary  $L_{\alpha}$  field determinations. It reduces the necessary calculations by a factor of  $10^6$ — $10^7$  in comparison to standard methods.

В работе [1] был проведен предварительный анализ фотометрических свойств вспышек звезд типа UV Кита и было показано, что наблюдаемые кривые блеска этих вспышек в большинстве случаев неплохо представляются в рамках простейшей небулярной модели — высвечивающегося и расширяющегося газового образования постоянной массы и постоянной температуры, оптически тонкого во всем диапазоне оптических частот. Анализ такого представления наблюдений позволил заключить, что высвечивание газового облака с характерным размером  $10^{11}$  см, с характерной плотностью  $3 \cdot 10^{10}$   $\text{см}^{-3}$  и с характерной скоростью расширения  $10^8$   $\text{см}/\text{сек}$  может дать фотометрическую картину, весьма сходную с наблюдаемыми кривыми блеска вспышек звезд типа UV Кита.

Выполненный позднее учет эффектов охлаждения увеличил разнообразие теоретических кривых блеска высвечивающегося газа и привел к выводу, что характерные размеры вспышки и скорость ее расширения должны быть уменьшены по сравнению с оценками, полученными при «изотермическом анализе», а характерная плотность вещества во вспышке увеличена [2]. Дальнейшие спектральные и спектроколориметрические наблюдения [3—7] показали, что небулярная модель вспышки, построенная по фотометрическим данным, должна быть модифицирована в двух отношениях. Во-первых, то обстоятельство, что во время сильных вспышек, когда в эмиссии появляются линии нейтрального и даже ионизованного гелия, в спектре звезды сохраняются полосы окиси титана, свидетельствует о локальности вспышек, т. е. характерный размер вспышки должен быть по крайней мере меньше характерного размера звезды ( $\sim 10^{10}$  см). Во-вторых, эмиссионный бальмеровский декремент вспышек и отношения интенсивности линейчатой и непрерывной эмиссии вспышек показали, что они непрозрачны в линиях бальмеровской серии.

Расчет высвечивания газового образования, оптически толстого в линиях, представляет собой значительно более сложную задачу, чем расчет оптически тонкой модели. Помимо чисто математических трудностей, расчет оптически толстой модели сопряжен с необходимостью

привлечения дополнительных независимых параметров задачи: меры эмиссии излучающего слоя, плотности вещества, градиента скорости. В результате семейство теоретических кривых блеска должно стать очень богатым, но однозначное определение всех независимых параметров по наблюдаемой кривой блеска вспышки практически уже невозможно.

Расчет высвечивания оптически толстого в линиях газового образования наиболее сложен для той спектральной области, где излучение в линиях является определяющим. Наглядное представление о соотношении линейчатой и непрерывной составляющих излучения в эмиссии оптически тонкой водородной плазмы дает фиг. 1. На этой фигуре приведены функции  $S_{UBV}(T_e)$  — мощность излучения плазмы единичной плотности ( $n_e = n_p = 1 \text{ см}^{-3}$ ), причем сплошные линии соответствуют полному излучению, а штриховые — излучению в непрерывном спектре. Из графиков следует, что излучение в ультрафиолетовой области в широком диапазоне электронных температур определяется непрерывным излучением плазмы; в синей области спектра при  $T_e = 2500^\circ \text{ К}$  линейчатое излучение составляет более 99% общего излучения, а при  $T_e = 80\,000^\circ \text{ К}$  — лишь  $1/3$  общего излучения плазмы; визуальная область спектра занимает в этом отношении промежуточное положение между областями  $U$  и  $B$ . Следовательно, излучение плазмы в ультрафиолете наименее чувствительно к оптической толщине среды в частотах линий.

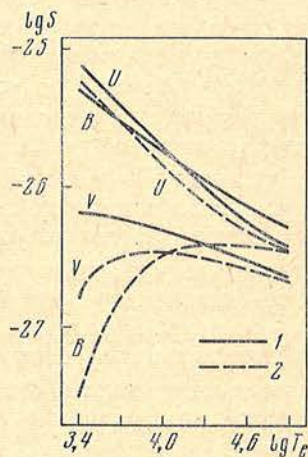
Последнее утверждение можно уточнить следующим образом. В диапазоне  $T_e = 2500 \div 80\,000^\circ \text{ К}$  от 74 до 90% общего излучения в ультрафиолете приходится на непрерывную эмиссию, интенсивность которой в оптически тонкой плазме пропорциональна квадрату электронной плотности. С увеличением оптической толщины в линиях доля линейчатой эмиссии в общем излучении уменьшается, а зависимость этой эмиссии от электронной плотности становится слабее, чем квадратичная. Но надо иметь в виду, что оптическая толщина в частотах тех членов бальмеровской серии, которые попадают в область  $U$ , в десятки и сотни раз меньше, чем  $\tau_{H_\alpha}$  и  $\tau_{H_\beta}$ , в частотах которых вспышки непрозрачны; в частотах высших членов серии, которые непосредственно примыкают к бальмеровскому континууму, оптическая толщина вспышек столь же мала, как и в частотах континуума. Поэтому, несмотря на большую оптическую толщину вспышек в линиях  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , отклонения от соотношения

$$I \propto n_e n_p \quad (1)$$

в ультрафиолетовом излучении вспышек не должны превышать нескольких процентов.

Из этих общих соображений следует, что для фотометрического анализа кривых блеска вспышек звезд типа UV Кита наиболее подходят наблюдения вспышек в области  $U$ , а модификация анализа фотометрических данных, изложенного в [1, 2, 4] для оптически тонкого газа, для случая конечной оптической толщины в линиях должна сводиться тогда к пересмотру некоторых температурных функций и к оценке влияния нестационарного поля  $L_\alpha$ -излучения на степень ионизации и возбуждения плазмы, на величину радиативных потерь и, в конечном счете, на темп высвечивания и вид кривой блеска высвечивающегося газа.

Перечисленные вопросы нестационарного излучения плазмы и рассматриваются в настоящей работе.



Фиг. 1. Мощность излучения водородной плазмы единичной плотности в различных участках оптического спектра в зависимости от электронной температуры  
1 — континуум + линии; 2 — континуум

## Эффективный коэффициент рекомбинации

В расчетах [2] предполагалось, что вспышки звезд типа UV Кита прозрачны в бальмеровских линиях, но непрозрачны в лаймановском континууме; поэтому в качестве эффективного коэффициента рекомби-

нации протонов и электронов использовалась величина  $\sum_{k=2}^{\infty} C_k(T_e)$ , где

$C_k(T_e)$  — коэффициент рекомбинации на  $k$ -уровень нейтрального водородного атома. Но в среде, где  $\tau_{H\alpha}$  достаточно велика, оптическая толща в бальмеровском континууме может оказаться заметной величиной; в

этом случае эффективным коэффициентом рекомбинации будет  $\sum_{k=3}^{\infty} C_k(T_e)$ ,

поскольку большинство рекомбинаций на второй уровень будет компенсироваться ионизацией диффузными Ва<sub>c</sub>-квантами, и простые соотношения небулярной модели (1) становятся уже неприменимы в полосе U. Таким образом, использование небулярной модели вспышки возможно лишь тогда, когда  $\tau_{H\alpha}$  не слишком велика. Оценим это ограничение численно.

При доплеровском расширении эмиссионных линий оптическая толща в центре линии H<sub>α</sub>

$$\tau_{H\alpha} = \frac{6,3 \cdot 10^{-7}}{v} n_2 l, \quad (2)$$

где  $v$  — характерная скорость в среде,  $n_2 l$  — число водородных атомов во втором состоянии в единичном столбе высвечивающегося газа. Согласно [4], штарковское расширение бальмеровских линий во вспышках маловероятно. С другой стороны, оптическая толща у предела бальмеровского континуума определяется соотношением

$$\tau_{Ba} = 1,4 \cdot 10^{-17} n_2 l. \quad (3)$$

Поэтому при  $\tau_{Ba} < 1$  имеет место соотношение

$$\tau_{H\alpha} < \frac{4,5 \cdot 10^{10}}{v}. \quad (4)$$

Если характерная скорость в высвечивающемся газе — тепловая скорость, соответствующая температуре в несколько десятков тысяч градусов [5], то  $v \approx 2 \cdot 10^6$  см/сек и  $\tau_{H\alpha} < 2 \cdot 10^4$ . Если же эмиссионные линии эффективно расширяются макроскопическими движениями, скорости которых могут достигать нескольких сотен км/сек [4, 8], то  $\tau_{H\alpha} < 10^3$ .

Кункель [5] сопоставил наблюдаемый эмиссионный бальмеровский декремент во вспышках с теоретическим декрементом, вычисленным для когерентного рассеяния в условиях ЛТР, и оценил  $\tau_{H\alpha} \approx 10^2 \div 10^3$ . Более корректный расчет декремента с учетом некогерентности рассеяния и движения в излучающей среде позволил оценить характерную вероятность выхода H<sub>β</sub>-кванта из вспышки  $\beta_{42} \approx 10^{-3}$  [7]. Таким образом, имеющиеся данные позволяют заключить, что условие  $\tau_{H\alpha} < 10^3$  для вспышек звезд типа UV Кита, по-видимому, выполняется, и это обстоятельство дает основание использовать в качестве эффективного коэффи-

циента рекомбинации величину  $\sum_{k=2}^{\infty} C_k(T_e)$ .

## Функции $S_{UV}(T_e)$

Результаты расчета функций  $S_{UV}(T_e)$  приведены на фиг. 1. Эти вычисления сделаны на основании расчетов [9] и уточняют приближенные оценки функций, приведенные в [2]. (Заметим, что на фиг. 2 в [2] функции  $S(T_e)$  нанесены с ошибочным сдвигом по оси абсцисс; однако во все дальнейшие расчеты [2] вошли лишь величины  $d \lg S / d \lg T_e$ , так что эта ошибка не сказалась на результатах.) Из фиг. 1 следует, что практически во всем рассмотренном диапазоне электронных температур ультрафиолетовое излучение плазмы единичной плотности с точностью до 10—15% удовлетворяет соотношению

$$S_U(T_e) \propto T_e^{-0,9}. \quad (5)$$

### Радиативные потери высвечивающегося газа

В среде, прозрачной в бальмеровских линиях, число водородных атомов на возбужденных уровнях пренебрежимо мало, и радиативные потери определяются в основном ударным возбуждением линии  $L_\alpha$  и ударной ионизацией с основного уровня. В среде, непрозрачной в бальмеровских линиях, ситуация усложняется: потери на ударное возбуждение  $L_\alpha$  могут частично или даже полностью компенсироваться ударами второго рода и фотоионизацией возбужденных атомов  $L_\alpha$ -квантами, а населенность второго уровня может стать столь высокой, что ударное возбуждение бальмеровских линий окажется заметным стоком тепловой энергии свободных электронов. Предположение о заметной роли этого стока не противоречит исходному допущению о значительной оптической толщине в линии  $H_\alpha$ : очевидно, эти два условия совместимы, если в ходе диффузии бальмеровских квантов, возникающих при ударных переходах со второго на более высокие уровни, энергия этих квантов не передается обратно свободным электронам каким-либо эффективным механизмом.

Учитывая все эти соображения, изменения энергии свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$  плазмы за счет взаимодействия с водородными атомами можно записать в общем виде:

$$\frac{d\varepsilon_H}{dt} = -n_e \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \sum_{m=k+1}^{\infty} (\chi_m - \chi_k) (n_k q_{km} - n_m q_{mk}) + (\chi_c - \chi_k) n_k q_{kc} \right\} [\text{эрг/сек}], \quad (6)$$

где  $\chi_c$  — потенциал ионизации водородного атома,  $\chi_k$  — потенциал возбуждения  $k$ -го уровня,  $n_k$  — концентрация водородных атомов на  $k$ -м уровне,  $q_{km}$  — коэффициент ударного возбуждения водородного атома с  $k$ -го на  $m$ -й уровень,  $q_{mk}$  — коэффициент ударной деактивации и  $q_{kc}$  — коэффициент ударной ионизации. С помощью известных соотношений между потенциалами ионизации и возбуждения

$$\chi_k = \chi_c \left( 1 - \frac{1}{k^2} \right) \quad (7)$$

и соотношения между коэффициентами возбуждения и деактивации атома электронным ударом

$$q_{mk} = \frac{k^2}{m^2} e^{\frac{\chi_m - \chi_k}{kT_e}} q_{km} \quad (8)$$

уравнение (6) можно переписать в виде

$$\frac{d\varepsilon_H}{dt} = -n_e \chi_c \sum_{k=1}^{\infty} \frac{n_k}{k^2} \left\{ \sum_{m=k+1}^{\infty} \left( 1 - \frac{k^2}{m^2} \right) q_{km} (1 - \gamma_{km}) + q_{kc} \right\} [\text{эрг/сек}], \quad (9)$$

где  $\gamma_{km} = \frac{n_m/n_k}{\frac{m^2}{k^2} e^{\frac{\chi_k - \chi_m}{kT_e}}}$  — отношение истинного отношения концентраций  $n_m$

и  $n_k$  к равновесному отношению этих концентраций. При  $\gamma_{km} < 1$  соответствующие ударные взаимодействия охлаждают плазму, при  $\gamma_{km} > 1$  — нагревают. Очевидно, что  $\gamma_{km} \equiv b_m/b_k$ , где  $b_i$  — известные коэффициенты Мензела. Если  $b_k \rightarrow b_m$ , то  $\gamma_{km} \rightarrow 1$  и согласно (9) соответствующие ударные взаимодействия перестают влиять на энергетическое состояние плазмы, хотя обе величины  $b_i$  могут быть весьма далеки от единицы.

Взаимодействие свободных электронов с протонами приводит к изменениям кинетической энергии электронного газа за счет свободно-свободного и рекомбинационного излучений и за счет безызлучательных тройных рекомбинаций. Вся энергия свободно-свободного излучения черпается из кинетической энергии электронов:

$$\frac{d\varepsilon_p^{ff}}{dt} = -n_e n_p 4\pi \int_0^\infty \varepsilon_{ff}(v, T_e) dv \quad [\text{эрг/сек}], \quad (10)$$

где  $\varepsilon_{ff}$  — коэффициент свободно-свободного излучения. Вся энергия связи электрона, рекомбинирующего при тройных столкновениях, переходит в кинетическую энергию электронного газа

$$-\frac{d\varepsilon_p^{т.р}}{dt} = +n_e^2 n_p \sum_{k=1}^\infty (\chi_c - \chi_k) q_{ck} \quad [\text{эрг/сек}], \quad (11)$$

где  $q_{ck}$  — коэффициент тройной рекомбинации на  $k$ -й уровень. Далее, если  $\varepsilon_k$  — коэффициент излучения в  $k$ -м континууме, то та часть рекомбинационного излучения, которая черпается из кинетической энергии газа и приводит к его охлаждению, может быть подсчитана по формуле

$$\frac{d\varepsilon_p^{\text{рек}}}{dt} = -n_e n_p \sum_{k=2}^\infty \left\{ \frac{4\pi \int_0^\infty \varepsilon_k(v, T_e) dv}{C_k(T_e)} - (\chi_c - \chi_k) \right\} C_k(T_e) \quad [\text{эрг/сек}]. \quad (12)$$

В результате

$$\frac{d\varepsilon_p}{dt} = \frac{d}{dt} (\varepsilon_p^{ff} + \varepsilon_p^{т.р} + \varepsilon_p^{\text{рек}}). \quad (13)$$

Фотоионизация возбужденных атомов водорода свободными  $L_\alpha$ -квантами увеличивает энергию электронного газа

$$\frac{d\varepsilon_\alpha}{dt} = +n_\alpha \sum_{k=2}^\infty n_k (\chi_k + \chi_2 - \chi_c) \tilde{q}_{kc} \quad [\text{эрг/сек}], \quad (14)$$

где  $\tilde{q}_{kc}$  — коэффициент соответствующей фотоионизации.

Поскольку тяжелые частицы в неподвижной плазме сами по себе не имеют стоков для своей кинетической энергии, то, пренебрегая возможными различиями электронной и ионной температур в плазме, уравнение энергии можно записать в виде

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n k T_e \right) = \frac{d}{dt} (\varepsilon_H + \varepsilon_p + \varepsilon_\alpha) \quad (15)$$

или

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{1}{n} \left\{ \frac{1}{\frac{3}{2} k} \frac{d}{dt} (\varepsilon_H + \varepsilon_p + \varepsilon_\alpha) - T_e \frac{dn_p}{dt} \right\}, \quad (16)$$



где  $n$  — полная концентрация частиц в плазме:

$$n = n_e + n_p + \sum_{k=1}^{\infty} n_k = n_p + n_0. \quad (17)$$

### Нестационарное поле излучения $L_\alpha$ в высвечивающемся газе

Как известно, при рекомбинациях протонов и электронов и в ходе последующих каскадных переходов около половины связанных электронов оказываются на втором энергетическом уровне нейтрального водородного атома, и последующие спонтанные переходы вниз дают свободные  $L_\alpha$ -кванты. Поэтому в высвечивающейся водородной плазме можно ожидать интенсивное и нестационарное поле  $L_\alpha$ -излучения. В принципе это поле может содержать заметную долю первоначальной ионизационной энергии плазмы, свободные  $L_\alpha$ -кванты могут эффективно возбуждать водородные атомы, увеличивая оптическую толщину среды  $\tau_{\text{ва}}$ , и затем ионизовать возбужденные атомы, замедляя тем самым процесс высвечивания. Иными словами, интенсивное излучение в  $L_\alpha$  может влиять на все основные физические параметры высвечивающегося газа. Очевидно, что внутренние движения высвечивающейся плазмы делают ее более прозрачной в линии, так что интенсивность поля  $L_\alpha$  максимальна неподвижной среде. Далее, поскольку наблюдения показывают, что  $\tau_\alpha$  велика уже в самом начале вспышки, то можно считать, что вспышка непрозрачна в  $L_\alpha$  все время. Это обстоятельство позволяет пренебречь граничными слоями вспышки и считать, что поле  $L_\alpha$ -излучения определяется лишь локальными условиями в высвечивающейся плазме независимо от ее геометрии.

#### *Исходные уравнения высвечивания четырёхкомпонентной плазмы с излучением*

Для количественных оценок эффектов нестационарного излучения  $L_\alpha$  ограничимся трехуровневой моделью водородного атома. Поскольку вспышка непрозрачна в  $L_\alpha$  и рекомбинации на первый уровень компенсируются фотоионизациями диффузным  $L_\alpha$ -излучением, то в однородной и неподвижной плазме плотности протонов ( $n_p$ ), свободных электронов ( $n_e$ ), водородных атомов в основном ( $n_1$ ) и возбужденном ( $n_2$ ) состояниях и плотность свободных  $L_\alpha$ -квантов ( $n_\alpha$ ) должны определяться следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dn_p}{dt} &= -n_e n_p C + n_1 n_e q_{1c} + n_2 n_e q_{2c} + n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c}, \\ \frac{dn_1}{dt} &= n_2 (A_{21} + B_{21} \rho_{21}) - n_1 B_{12} \rho_{21} + n_2 n_e q_{21} - n_1 n_e (q_{12} + q_{1c}), \\ \frac{dn_2}{dt} &= n_e n_p C + n_1 B_{12} \rho_{21} - n_2 (A_{21} + B_{21} \rho_{21}) - n_2 n_e (q_{21} + q_{2c}) + n_1 n_e q_{12} - \\ &\quad - n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c}, \quad (18) \\ \frac{dn_\alpha}{dt} &= n_2 (A_{21} + B_{21} \rho_{21}) - n_1 B_{12} \rho_{21} - n_2 n_\alpha \tilde{\gamma}_{2c}, \quad n_e = n_p, \end{aligned}$$

где  $q_{2c}$  — коэффициент ионизации возбужденного водородного атома  $L_\alpha$ -квантом,  $A$  и  $B$  — эйнштейновские коэффициенты и  $\rho_{21}$  — плотность  $L_\alpha$ -излучения, связанная с плотностью свободных квантов соотношением

$$\rho_{21} = n_\alpha \frac{h\nu_{21}}{\Delta\nu_{21}}, \quad (19)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $\nu_{21}$  — частота линии  $L_\alpha$  и  $\Delta\nu_{21}$  — ширина контура линии в высвечивающейся среде.

Решение такой системы уравнений в применении к движущимся оболочкам звезд было рассмотрено Горбацким [10]. Его расчеты недостаточны, однако, для исследования вспышек звезд типа UV Кита. Во-первых, характерные плотности вещества в этих вспышках (см., например, [5,7]), существенно превышают плотности в объектах, рассмотренных в [10]. Во-вторых, в расчетах [10] предполагалось, что в ходе высвечивания все время имеет место соотношение

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{12}}{A_{21}} \rho_{21}, \quad (20)$$

тогда как это соотношение справедливо лишь в условиях, близких к стационарным, и когда вынужденным излучением можно пренебречь; но при расчете нестационарных ситуаций степень выполнения этих условий заранее не известна.

Из первых трех уравнений системы (18) следует очевидное соотношение

$$n_p + n_1 + n_2 = n_0 = \text{const.} \quad (21)$$

Вводя безразмерное время рекомбинации  $\beta$

$$C n_e dt = d\beta \quad (22)$$

и используя известные соотношения между  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  и  $B_{12}$ , систему (18) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d \frac{n_p}{n_0}}{d\beta} &= -\frac{n_p}{n_0} + \frac{q_{1c}}{C} \frac{n_1}{n_0} + \frac{q_{2c}}{C} \left(1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}\right) + \frac{\tilde{q}_{2c}}{C} \left(1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}\right) \frac{n_\alpha}{n_p}, \\ \frac{d \frac{n_1}{n_0}}{d\beta} &= \frac{A_{21}}{C} \frac{1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}}{n_p} (1 + 1,75 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} n_\alpha) - \\ &\quad - 7 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} \frac{A_{21}}{C} \frac{n_1 n_\alpha}{n_0 n_p} + \frac{q_{21}}{C} \left(1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}\right) - \frac{q_{12} + q_{1c}}{C} \frac{n_1}{n_0}, \quad (23) \\ \frac{d \frac{n_\alpha}{n_0}}{d\beta} &= \frac{A_{21}}{C} \frac{1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}}{n_p} (1 + 1,75 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} n_\alpha) - \\ &\quad - 7 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} \frac{A_{21}}{C} \frac{n_1 n_\alpha}{n_0 n_p} - \frac{\tilde{q}_{2c}}{C} \left(1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}\right) \frac{n_\alpha}{n_p}. \end{aligned}$$

Дополним ее простейшими начальными условиями:

$$\text{при } \beta = 0 \quad n_p^0 = n_e^0 = n_0 \quad \text{и} \quad n_1^0 = n_2^0 = n_\alpha^0 = 0, \quad (24)$$

т. е. будем считать, что в начальный момент плазма полностью ионизована и  $L_\alpha$ -излучение отсутствует. Вообще говоря, начальные условия задачи определяются теми конкретными физическими механизмами, которые обуславливают возникновение вспышки. Поскольку ни эти механизмы, ни, следовательно, физическое состояние вещества и поля излучения в начальный момент неизвестны, то остаются неизбежные неопределенности.

Коэффициенты в уравнениях (23) являются функциями электронной температуры. Для широкого диапазона температур эти величины вычислены по [11, 12] и приведены в таблице. Поэтому, строго говоря, система (23) должна быть дополнена энергетическим уравнением, и такая дополненная система уравнений будет описывать одновременное высвечивание и остывание ионизованного газа. Однако для выяснения физики явления целесообразно проанализировать порознь свойства отдельных механизмов, взаимодействующих в сложном процессе, т. е. рассмотреть сначала набор «изотермических» решений (23).

T, °K	C	q <sub>12</sub>	q <sub>1c</sub>	q <sub>2c</sub>
4 000	.536—12 *	.48—20	.13—25	.27—11
6 000	.390—12	.93—16	.10—19	.10— 9
8 000	.310—12	.13—13	.96—17	.66— 9
10 000	.258—12	.25—12	.61—15	.21— 8
12 000	.221—12	.18—11	.99—14	.45— 8
14 000	.194—12	.75—11	.74—13	.80— 8
16 000	.173—12	.22—10	.34—12	.12— 7
18 000	.156—12	.50—10	.11—11	.17— 7
20 000	.142—12	.96—10	.30—11	.23— 7
22 000	.131—12	.17— 9	.65—11	.29— 7
24 000	.121—12	.26— 9	.13—10	.35— 7
26 000	.113—12	.38— 9	.23—10	.41— 7
28 000	.105—12	.53— 9	.37—10	.47— 7
30 000	.990—13	.70— 9	.56—10	.53— 7
35 000	.857—13	.12— 8	.13— 9	.68— 7
40 000	.757—13	.19— 8	.26— 9	.81— 7
50 000	.614—13	.35— 8	.66— 9	.11— 6
60 000	.518—13	.47— 8	.13— 8	.13— 6
70 000	.438—13	.59— 8	.20— 8	.14— 6
80 000	.388—13	.67— 8	.28— 8	.16— 6
90 000	.342—13	.74— 8	.37— 8	.17— 6
100 000	.306—13	.79— 8	.47— 8	.18— 6

\* .536—12=0,536·10<sup>-12</sup>.

### Чисто радиативное высвечивание изотермического газа

Рассмотрим сначала высвечивание изотермической плазмы без учета ударных взаимодействий частиц; такое высвечивание описывается системой (23), в которой все коэффициенты  $q_{ih}$  и  $q_{ic}$  положены равными нулю:

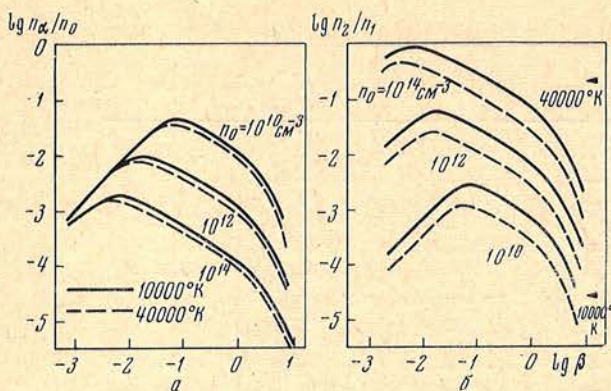
$$\frac{d \frac{n_p}{n_0}}{d\beta} = -\frac{n_p}{n_0} + \frac{\bar{q}_{2c}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) \frac{n_\alpha}{n_p},$$

$$\frac{d \frac{n_1}{n_0}}{d\beta} = \frac{A_{21}}{C} \frac{1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}}{n_p} \left( 1 + 1,75 \cdot 10^{-10} T e^{-1/2} n_\alpha \right) - 7 \cdot 10^{-10} T e^{-1/2} \frac{A_{21}}{C} \frac{n_1 n_\alpha}{n_0 n_p}, \quad (25)$$

$$\frac{d \frac{n_\alpha}{n_0}}{d\beta} = \frac{A_{21}}{C} \frac{1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}}{n_p} \left( 1 + 1,75 \cdot 10^{-10} T e^{-1/2} n_\alpha \right) - 7 \cdot 10^{-10} T e^{-1/2} \frac{A_{21}}{C} \frac{n_1 n_\alpha}{n_0 n_p} - \frac{\bar{q}_{2c}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) \frac{n_\alpha}{n_p}.$$

Здесь, как и в (18), двухквантовые переходы не учитываются, так как при рассматриваемых далее электронных плотностях они не эффективны.

Система уравнений (25), как и (23), имеет ту особенность, что в правых частях некоторых уравнений стоят малые разности очень больших величин. Численное интегрирование подобных систем вызывает известные трудности, но никакими чисто математическими искусственными приемами избавиться от такой структуры уравнений нельзя. Дело в том, что система уравнений (25) описывает совместно протекающие процессы, характерные скорости которых отличаются на много порядков: сравнительно медленные рекомбинации и быстрые взаимодействия вещества и резонансного излучения. Специальный метод решения систем дифференциальных уравнений с подобными особенностями изложен в Приложении, написанном Э. Э. Шнолем (ИПМ АН СССР), и этот метод был использован во всех последующих численных расчетах.



Фиг. 2. Решения системы (25)

На фиг. 2 приведены шесть решений системы (25): для трех плотностей  $n_0 = 10^{10}, 10^{12}$  и  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  и для двух температур  $T_e = 10\ 000$  и  $40\ 000^\circ \text{ К}$ . Как следует из фиг. 2, а, сначала плотность  $L_\alpha$ -квантов в высвечивающейся плазме возрастает; при  $\beta \approx 3 \cdot 10^{-3} \div 3 \cdot 10^{-2}$  имеет место максимум интенсивности поля излучения, а затем число свободных квантов быстро убывает. Величина  $n_\alpha$  в этих решениях весьма слабо зависит от температуры среды, но довольно чувствительна к общей плотности плазмы: чем выше плотность вещества, тем ниже максимальная плотность свободных  $L_\alpha$ -квантов и тем раньше наступает момент максимальной интенсивности этого поля излучения. Изменения относительной населенности  $n_2/n_1$  происходят параллельно с изменениями  $n_\alpha$  (фиг. 2, б): обе эти величины одновременно достигают максимума, после которого отношение  $n_2/n_1$ , как и  $n_\alpha$ , быстро падает. Но зависимость  $n_2/n_1$  от общей плотности вещества другая, чем у  $n_\alpha$ : чем выше плотность высвечивающейся плазмы, тем выше отношение  $n_2/n_1$ .

Справа от кривых на фиг. 2, б отмечены положения равновесных отношений  $n_2/n_1$  для  $10\ 000$  и  $40\ 000^\circ \text{ К}$ . Из расположения кривых  $\frac{n_2}{n_1}(\beta)$  относительно этих меток следует, что при чисто радиативном высвечивании плазмы, плотность которой превышает  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а температура порядка  $10\ 000^\circ \text{ К}$ , относительная населенность  $n_2/n_1$  в процессе высвечивания практически все время существенно превышает равновесное отношение этих населенностей.

### Учет ударного взаимодействия

На фиг. 3 сплошными линиями приведены решения полной системы (23), описывающей высвечивание водородной плазмы с учетом ударного взаимодействия частиц при  $n_0 = 10^{10}, 10^{12}$  и  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 10\ 000^\circ \text{ К}$ . Как и на фиг. 2, а, при малых  $\beta$  происходит быстрый рост числа свободных  $L_\alpha$ -квантов, но ударные взаимодействия останавливают этот процесс раньше; в результате максимальная плотность поля излучения оказывается почти в 10 раз ниже и достигается она при  $\beta$  на порядок величины меньших, чем в случае чисто радиативного высвечивания. Согласно рис. 3, а, как величины  $n_\alpha^{\text{max}}/n_0$ , так и моменты «времени»  $\beta$ , когда достигается максимальная плотность  $L_\alpha$ -излучения, оказываются обратно пропорциональны  $n_0^{1/2}$ . Но, в отличие от фиг. 2, а, после максимума плотность  $L_\alpha$ -поля не падает до нуля, а при  $\beta \approx 2 \div 3$  достигает некоторой предельной величины, которая, как видно из графиков, зависит от плотности среды. Временной ход отношения  $n_2/n_1$  (фиг. 3, б), как и при чисто радиативной рекомбинации, повторяет временные изменения  $n_\alpha/n_0$ , и предельное отношение  $n_2/n_1$  совпадает с соответствующим равновесным отношением при  $T_e = 10\ 000^\circ \text{ К}$ .

Поскольку чисто радиативные процессы во время высвечивания дают отношение  $n_2/n_1$ , почти все время превышающее равновесное, то ясно, что учет ударных взаимодействий, уменьшающих всякие отклонения от равновесия, должен понизить отношение  $n_2/n_1$  и связанную с ним величину  $n_\alpha$ ; этот эффект и обнаруживается при сравнении фиг. 2 и 3. Столь же естественно, что в конце высвечивания ударные взаимодействия устанавливают бoльцмановское распределение нейтральных атомов. Следует, однако, иметь в виду, что полученное поведение  $n_2/n_1 \rightarrow \text{const}$  при больших  $\beta$  является прямым результатом предположения об изотермичности вещества.

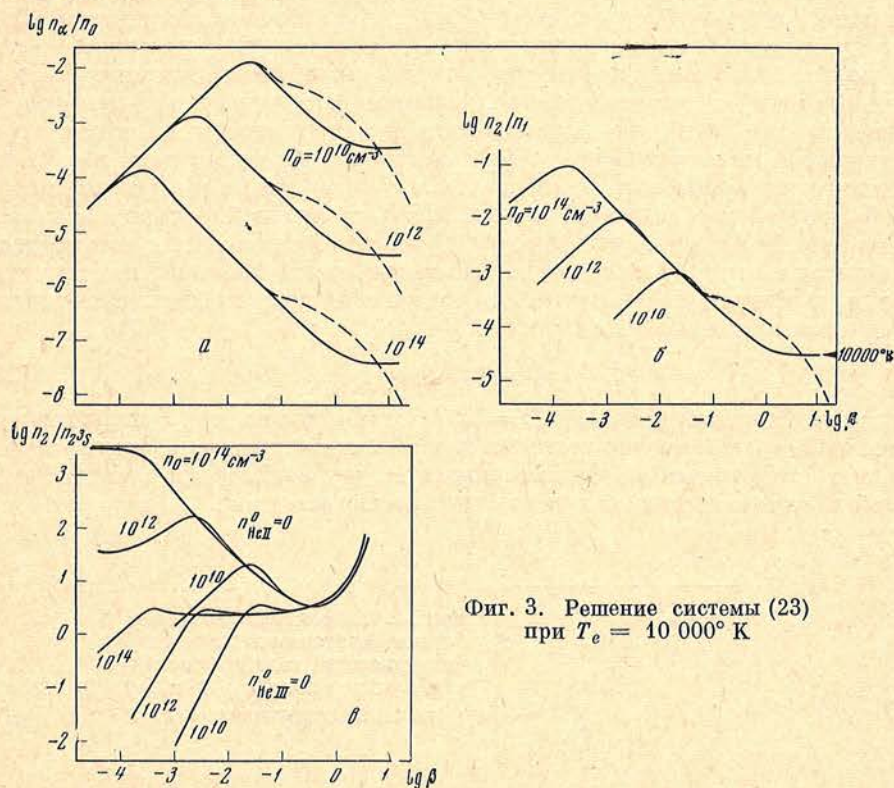
В соответствии с (1) для изотермического высвечивания теоретические кривые блеска рекомбинирующего газа можно подсчитать по формуле

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{n_e n_p}{n_0^2}. \quad (26)$$

На фиг. 4 приведены эти кривые для описанных выше трех решений системы (23): если воспользоваться безразмерным временем  $C_0 n_0 t$ , где  $C_0 \equiv C(T_0)$ , то все три кривые полностью совпадают — кривая 1. Величина  $C_0 n_0 t$  определяется согласно (22) соотношением

$$C_0 n_0 t = \int_0^\beta \frac{C_0 n_0}{C n_e} d\beta \quad (27)$$

и является безразмерным временем в единицах характерного времени рекомбинации в условиях начального состояния вещества. Следует подчеркнуть, что это совпадение теоретических кривых блеска имеет место несмотря на то, что величины  $n_\alpha$ ,  $n_\alpha/n_0$  и  $n_2/n_1$  в сравниваемых решениях отличаются в сто раз.



Фиг. 3. Решение системы (23) при  $T_e = 10\,000^\circ\text{K}$

Кроме теоретической кривой блеска, соответствующей решениям (23), на фиг. 4 нанесена кривая блеска 2

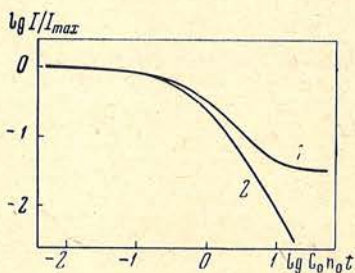
$$\frac{I}{I_{\max}} = (1 + C_0 n_0 t)^{-2}, \quad (28)$$

соответствующая изотермическому высвечиванию неподвижной плазмы, оптически тонкой во всем диапазоне длин волн. Из сопоставления кривых на фиг. 4 следует, что в то время, как в высвечивающейся изотермической плазме поле  $L_\alpha$ -излучения велико —  $\beta < 0,1$  (а при малых  $t$  имеем  $\beta \approx C_0 n_0 t$ ) — обе теоретические кривые блеска практически совпадают. Заметное расхождение кривых на фиг. 4 начинается существенно позже, при  $\beta \sim 1$ , и, как легко понять, оно обусловлено той остаточной ионизацией среды, которая соответствует предполагаемой постоянной температуре газа.

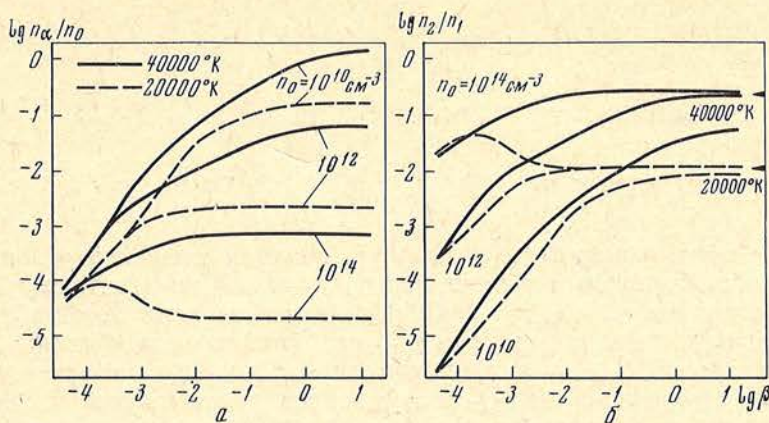
Предположение о постоянстве температуры высвечивающегося газа физически эквивалентно предположению о существовании стороннего источника энергии, который поддерживает ненулевое энергетическое состояние газа, несмотря на радиативные потери. При  $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$  этот источник сравнительно маломощный и, как было показано выше, называется лишь после эффективного высвечивания первоначального запаса энергии, содержавшегося в полностью ионизованной плазме. Ситуация существенным образом меняется в изотермической плазме при более высокой температуре. На фиг. 5 сплошными линиями даны решения системы (23) для тех же плотностей, что были рассмотрены выше, но при  $T_e = 40\,000^\circ \text{K}$ . Как следует из графиков, при высокой температуре плазмы интенсивность поля излучения  $L_\alpha$  монотонно растет и при больших  $\beta$  приближается к предельному, существенно ненулевому значению. Отношение  $n_2/n_1$  также монотонно растет, и его предельная величина оказывается близкой к равновесной при  $T_e = 40\,000^\circ \text{K}$ . Следует подчеркнуть, что процесс в горячей неравновесной плазме, описываемый системой (23), нельзя уже называть высвечиванием газа, так как излучение первоначальной тепловой энергии плазмы не играет в этом случае сколько-нибудь заметной роли. По существу, это релаксационный процесс, в ходе которого горячая плазма приходит в равновесие с тем сторонним источником энергии, который поддерживает в ней высокую температуру; как следует из расчетов, это равновесие возможно лишь при существовании мощного поля  $L_\alpha$ -излучения, высокой степени возбуждения нейтральных атомов и высокой степени ионизации вещества. Равновесная ионизация оказывается столь высока, что  $n_e(\beta)$  с точностью до малых долей процента не отличается от  $n_0$  и кривая блеска «высвечивающегося» газа практически оказывается горизонтальной линией:

$$I(\beta) \approx I_{\max}. \quad (29)$$

Решения системы (23) для  $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$  даны на фиг. 5 штриховыми линиями. Естественно, что решения для этой промежуточной температуры обладают свойствами, промежуточными между свойствами решений для низкой и высокой температур высвечивающегося газа.



Фиг. 4. Теоретические кривые блеска изотермически высвечивающегося газа, вычисленные с учетом поля  $L_\alpha$  (1) и без учета поля излучения (2)



Фиг. 5. Решения системы (23) при  $T_e = 40\ 000$  и  $20\ 000^\circ\text{K}$

Из рассмотрения полученных семейств изотермических решений системы (23) можно сделать следующие выводы. Ионизованный газ, появляющийся во вспышках звезд типа UV Кита и имеющий первоначально столь высокую температуру или степень ионизации, что в нем обнаруживается дважды ионизованный гелий, должен остыть до  $T_e \approx 20\ 000^\circ\text{K}$  прежде, чем в нем начнутся эффективные, т. е. некомпенсируемые ударной ионизацией, рекомбинации протонов и электронов. Ранее аналогичный вывод был сделан для оптически тонкого высвечивающегося газа [2]. Следует также напомнить, что несколько лет назад Эндрюс [13] предлагал разделить нисходящие ветви кривых блеска вспыхивающих звезд типа UV Кита на два участка: начальный участок остывания плазмы и конечный — высвечивание; однако количественные соотношения, полученные Эндрюсом, оказались недостаточны для представления кривых блеска вспышек [14].

#### Влияние неводородных примесей на интенсивность поля $L_\alpha$

Кроме возбужденных атомов водорода, в реальной астрофизической плазме существуют атомы и ионы других элементов, у которых потенциалы ионизации меньше энергии  $L_\alpha$ -квантов и которые при взаимодействии с этим излучением ионизируются и уменьшают число свободных квантов. Поскольку гелий — второй по космическому обилию элемент, то можно предполагать, что метастабильный уровень нейтрального гелия  $2^3S$ , потенциал ионизации которого близок к потенциалу ионизации возбужденного атома водорода, при не очень высоких плотностях плазмы эффективно заселяется в ходе рекомбинаций ионов гелия и свободных электронов, так что возникающие при этом нейтральные атомы гелия в метастабильном состоянии должны быть основными неводородными «поглотителями»  $L_\alpha$ -квантов. Для оценки влияния гелия на нестационарное поле  $L_\alpha$  рассмотрим высвечивание водородно-гелиевой плазмы.

Обозначим через  $n_{\text{He III}}$  концентрацию  $\alpha$ -частиц, через  $n_{\text{He II}}$  — концентрацию ионов He II и через  $n_{2^3S}$  — концентрацию нейтральных атомов гелия в метастабильном состоянии. Тогда по аналогии с (18) имеем систему

$$\frac{dn_p}{dt} = -n_e n_p C + n_1 n_e q_{1c} + n_2 n_e q_{2c} + n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c},$$

$$\frac{dn_1}{dt} = n_2 (A_{21} + B_{21} \rho_{21}) - n_1 B_{12} \rho_{21} + n_2 n_e q_{21} - n_1 n_e (q_{12} + q_{1c}),$$

$$n_p + n_1 + n_2 = n_0,$$

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = n_2 (A_{21} + B_{21} \rho_{21}) - n_1 B_{12} \rho_{21} - n_2 n_\alpha \tilde{q}_{2c} - n_2^2 S n_\alpha \tilde{q}_{2^3S c},$$

$$\frac{dn_{2^3S}}{dt} = n_e n_{\text{He II}} C_{2^3S} - n_e n_{2^3S} q_{2^3S} - n_{\alpha} n_{2^3S} \tilde{q}_{2^3S} - n_e n_{2^3S} q_{2^3S}, \quad (30)$$

$$\frac{dn_{\text{He II}}}{dt} = n_e n_{\text{He III}} C_{\text{He II}} - n_e n_{\text{He II}} C_{\text{He I}} + n_{\alpha} n_{2^3S} \tilde{q}_{2^3S} + n_e n_{2^3S} q_{2^3S},$$

$$\frac{dn_{\text{He III}}}{dt} = -n_e n_{\text{He III}} C_{\text{He II}}, \quad n_e = n_p + n_{\text{He II}} + 2n_{\text{He III}},$$

где  $\tilde{q}_{2^3S}$  — коэффициент фотоионизации  $L_{\alpha}$ -квантом атома нейтрального гелия в метастабильном состоянии  $2^3S$ ,  $q_{2^3S}$  — коэффициент ударной ионизации такого атома,  $q_{2^3S}$  — коэффициент деактивации метастабильного уровня электронным ударом,  $C_{\text{He II}}$  — коэффициент рекомбинации  $\alpha$ -частиц и электронов,  $C_{\text{He I}}$  — коэффициент рекомбинации на все уровни нейтрального атома гелия,  $C_{2^3S}$  — коэффициент рекомбинации на метастабильный уровень, который с достаточной точностью можно считать равным коэффициенту рекомбинации на все триплетные уровни нейтрального гелия. Коэффициент  $\tilde{q}_{2^3S}$ , как и  $\tilde{q}_{2^3S}$ , определяется по данным [15]; коэффициенты рекомбинации гелия приведены в [16]; коэффициент  $q_{2^3S}$  был вычислен по соответствующим сечениям, приведенным в [17]; коэффициент  $q_{2^3S}$  оценен по данным [18, 19]. В уравнениях (30) не учтена ударная ионизация из основных состояний нейтрального и ионизованного гелия и диэлектронная рекомбинация, поскольку в рассматриваемом диапазоне температур сечения этих процессов очень малы. Простыми преобразованиями уравнения (30) могут быть сведены к системе пяти дифференциальных уравнений с безразмерными функциями и безразмерным аргументом — «временем»  $\beta$ , причем  $\beta$  по-прежнему определяется соотношением (22).

Методом, описанным при рассмотрении системы (25), были найдены «изотермические» решения системы (30) при  $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$  для тех же трех плотностей водородной составляющей плазмы и для двух начальных состояний ионизации гелия:

$$n_{\text{He III}}^0 = 0, \quad n_{\text{He II}}^0 = 0,1n_0, \quad n_{\text{He I}}^0 = 0$$

и

$$n_{\text{He III}}^0 = 0,1, \quad n_{\text{He II}}^0 = 0,1n_0, \quad n_{\text{He I}}^0 = 0.$$

Отношения  $n_{\alpha}/n_0$ ,  $n_2/n_1$  и  $I/I_{\text{max}}$  решений системы (30) оказались в точности равны соответствующим отношениям, полученным из решений системы (23). Иными словами, гелиевая примесь никак не отразилась на этих величинах. Фиг. 3, в, на которой приведены отношения  $n_2/n_{2^3S}$  из решений (30), поясняет этот несколько неожиданный результат. Как следует из графиков, лишь на ранних стадиях высвечивания водородно-гелиевой плазмы, в которой первоначально гелий был ионизован один раз, концентрация ионов в метастабильном состоянии  $2^3S$  превышает концентрацию возбужденных атомов водорода. Но в это время число свободных  $L_{\alpha}$ -квантов столь мало, что их гибелью при ионизациях возбужденных атомов водорода и гелия можно вообще пренебречь. Позднее, когда  $L_{\alpha}$ -излучение достигает заметной интенсивности, концентрация возбужденных атомов водорода в несколько раз превышает концентрацию возбужденных атомов гелия, и гелиевым «стоком» опять можно пренебречь. Если же первоначально гелий был дважды ионизован, то  $n_2 > n_{2^3S}$  в течение всего периода высвечивания плазмы. Таким образом, присутствие неводородных примесей в реальной астрофизической плазме в условиях вспышек звезд типа UV Кита практически не сказывается на интенсивности поля  $L_{\alpha}$ -излучения. Однако, как следует из фиг. 3, в, чем ниже плотность вещества, тем позднее  $n_2$  начинает превосходить  $n_{2^3S}$  (при  $n_{\text{He III}}^0 = 0$ ). Поэтому в высвечиваемой газе более низкой плотности, например в оболочках новых и симбиотических звезд, гелий может влиять на плотность  $L_{\alpha}$ -квантов.



Высвечивание водородной плазмы с учетом нестационарного поля  $L_\alpha$  и радиативного охлаждения

Рассмотрим теперь решение системы (23), дополненное энергетическим уравнением (16). Предварительно это уравнение следует несколько преобразовать. Как и прежде, ограничимся трехуровневой моделью водородного атома. Тогда, как показывают оценки, в рассматриваемом диапазоне электронных температур и при плотностях  $n_e \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$  имеет место неравенство

$$n_e \sum_{k=1}^2 (\chi_c - \chi_{ik}) q_{ck} < 4\pi \int_{\nu_2}^{\infty} \varepsilon_2(\nu, T_e) d\nu - (\chi_c - \chi_2) C_2(T_e). \quad (31)$$

Поэтому ролью тройных рекомбинаций в энергетическом балансе нестационарной плазмы можно пренебречь. (Поскольку одновременно имеет место неравенство

$$n_e \sum_{k=1}^2 q_{ck} < C_2, \quad (32)$$

то в уравнении ионизации — см. систему (23) — роль тройных рекомбинаций тоже не учитывается.)

Переходя к безразмерному времени, получаем уравнение энергии в виде

$$\frac{dT_e}{d\beta} = \frac{1}{n} \left\{ \frac{1}{\frac{3}{2} k n_p C} \frac{d}{dt} (\varepsilon_H + \varepsilon_p + \varepsilon_\alpha) - T_e \frac{dn_p}{d\beta} \right\}, \quad (33)$$

где согласно (9) — (15)

$$\frac{d}{dt} (\varepsilon_H + \varepsilon_p + \varepsilon_\alpha) = \chi_c \left\{ \frac{3}{4} q_{12} (\gamma_{12} - 1) n_e n_1 - q_{1c} n_e n_1 - \frac{1}{4} q_{2c} n_e n_2 - \Lambda n_e n_p + \frac{1}{2} \tilde{q}_{2c} n_\alpha n_2 \right\}, \quad (34)$$

$$\gamma_{12} = \frac{n_2/n_1}{4e^{-\chi_2/kT_e}} \quad (35)$$

и

$$\Lambda = \frac{4\pi}{\chi_c} \left[ \int_0^{\infty} \varepsilon_{ff}(\nu, T_e) d\nu + \int_{\nu_2}^{\infty} \varepsilon_2(\nu, T_e) d\nu \right] - \frac{C_2}{4}. \quad (36)$$

Воспользовавшись выражениями для коэффициентов  $\varepsilon_{ff}$  и  $\varepsilon_R$  в [20] и аналитической аппроксимацией коэффициентов  $C_2(T_e)$ , табулированных в [9], полную систему уравнений для расчета высвечивания неподвижной плазмы с учетом нестационарного  $L_\alpha$ -поля и температурных изменений можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d \frac{n_p}{n_0}}{d\beta} &= -\frac{n_p}{n_0} + \frac{q_{1c}}{C} \frac{n_1}{n_0} + \frac{q_{2c}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) + \frac{\tilde{q}_{2c}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) \frac{n_\alpha}{n_p}, \\ \frac{d \frac{n_1}{n_0}}{d\beta} &= \frac{A_{21}}{C} \frac{1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}}{n_p} (1 + 1,75 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} n_\alpha) - 7 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} \frac{A_{21}}{C} \frac{n_1 n_\alpha}{n_0 n_p} + \\ &\quad + \frac{q_{21}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) - \frac{q_{12} + q_{1c}}{C} \frac{n_1}{n_0}, \\ \frac{d \frac{n_\alpha}{n_0}}{d\beta} &= \frac{A_{21}}{C} \frac{1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}}{n_p} (1 + 1,75 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} n_\alpha) - 7 \cdot 10^{-10} T_e^{-1/2} \frac{A_{21}}{C} \frac{n_1 n_\alpha}{n_0 n_p} - \\ &\quad - \frac{\tilde{q}_{2c}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) \frac{n_\alpha}{n_p}, \end{aligned}$$

$$\frac{dT_e}{d\beta} = \frac{1}{1 + \frac{n_p}{n_0}} \left\{ \frac{\chi_0}{2} k \left[ \frac{3}{4} \frac{q_{12}}{C} (\gamma_{12} - 1) \frac{n_1}{n_0} - \frac{q_{1c}}{C} \frac{n_1}{n_0} - \frac{1}{4} \frac{q_{2c}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) - \frac{\Lambda}{C} \frac{n_p}{n_0} + \frac{1}{2} \frac{\tilde{q}_{2c}}{C} \left( 1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0} \right) \frac{n_\alpha}{n_p} \right] - T_e \frac{d \frac{n_p}{n_0}}{d\beta} \right\},$$

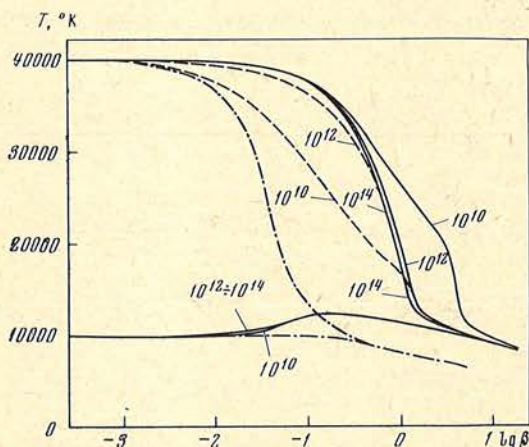
$$\gamma_{12} = \frac{1 - \frac{n_p}{n_0} - \frac{n_1}{n_0}}{4 \frac{n_1}{n_0}} e^{\frac{118400}{T_e}},$$

$$\Lambda = 0,75 \cdot 10^{-16} T_e^{1/2} + 2,57 \cdot 10^{-12} T_e^{-1/2} - 1,85 \cdot 10^{-14} \left( \frac{10000}{T_e} \right)^{0,7}.$$

Система (37) была решена для высвечивающейся плазмы трех различных плотностей —  $10^{10}$ ,  $10^{12}$  и  $10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  — и двух начальных температур —  $10\,000$  и  $40\,000^\circ\text{К}$ .

На фиг. 6 сплошными и штриховыми линиями представлен ход температуры в высвечивающемся газе согласно решениям (37). Как следует из графиков, при  $T_0 = 10\,000^\circ\text{К}$  изменение температуры немонотонно: нестационарное поле  $L_\alpha$  оказывается в этом процессе существенным промежуточным резервуаром для перекачки ионизационной энергии плазмы в ее тепловую энергию, и в течение «времени» от  $\beta \approx 0,01$  до  $\beta \approx 0,1$  происходит нагрев высвечивающейся плазмы от  $10\,000$  до  $12\,000^\circ\text{К}$ ; затем начинается постепенное охлаждение, и к моменту, когда степень ионизации вещества составляет  $1-2\%$ , его температура опускается примерно до  $8500^\circ\text{К}$ . Такой температурный ход характерен для всего рассматриваемого диапазона плотностей вещества, и на фиг. 6 кривые  $T_e(\beta)$  для разных  $n_0$  практически совпадают. Качественно такой же результат — нагрев высвечивающейся плазмы благодаря нестационарному  $L_\alpha$ -полю излучения — был обнаружен в теоретических расчетах Горбачёго [10.] Но, в отличие от приведенных результатов, в [10] для  $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  получено повышение температуры от  $T_0 = 6000$  до  $15\,000^\circ\text{К}$ , а для  $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  — даже до  $19\,000^\circ\text{К}$ . Трудно сказать, чем обусловлено это расхождение: результатом использования соотношения (20), либо учетом различий  $T_e$  и  $T_i$ , которые существенны при ионизации ударной волны, либо более грубой оценкой энергетических потерь высвечивающейся плазмы.

Изменения величин  $n_\alpha/n_0$  и  $n_2/n_1$  в высвечивающейся плазме при  $T_0 = 10\,000^\circ\text{К}$  с учетом температурного хода приведены штриховыми линиями на фиг. 3, а, б. Эти кривые показывают, что одновременно с нагревом высвечивающейся плазмы в ней происходит увеличение



Фиг. 6. Изменения температуры высвечивающегося газа — решения системы (37)

отношений  $n_\alpha/n_0$  и  $n_2/n_1$  в несколько раз по сравнению с теми, что имеют место в изотермической плазме; но затем начинается быстрый спад этих величин. Отношение  $n_2/n_1$ , как и температура вещества, оказывается в этом процессе практически не зависящим от полной плотности плазмы.

Решения системы (37) в случае горячей плазмы ( $T_0 = 40\,000^\circ\text{К}$ ) отыскивались для двух различных начальных условий: для «нулевых» условий (24) и для квазиравновесных

условий, в качестве которых были взяты асимптотические значения величин  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_e$  и  $n_\alpha$ , полученные из соответствующих «изотермических» решений для  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$  при больших  $\beta$  (фиг. 5). Поскольку, как уже отмечалось, в настоящее время нет данных для корректного выбора начальных условий системы (37), то сравнение решений, полученных при столь различных начальных условиях, дает возможность оценить степень зависимости полученных теоретических результатов от этих неизвестных начальных условий.

Температурные изменения в высвечивающейся горячей плазме представлены верхней группой кривых на фиг. 6. Решения  $T_e(\beta)$ , полученные для «нулевых» начальных условий, даны штриховыми линиями; решения, начинающиеся в квазиравновесной плазме, представлены сплошными линиями. Как следует из графиков, горячая плазма при высвечивании монотонно остывает, но темп охлаждения зависит как от полной плотности вещества, так и от начальных условий. Качественно картина такова: при «нулевых» начальных условиях с самого начала процесса включается мощный «сток» тепловой энергии — ударное возбуждение линии  $L_\alpha$  ( $\gamma_{12}^0 = 0$ ), а в первоначально квазиравновесной ( $\gamma_{12}^0 = 1$ ) плазме этот «сток» не работает, в результате чего охлаждение такой плазмы должно происходить медленнее. С другой стороны, ударные взаимодействия между атомами водорода должны приводить к равновесному отношению населенностей  $n_2/n_1$ ; поскольку эффективность таких взаимодействий быстро растет с увеличением общей плотности плазмы, то можно ожидать, что при низкой плотности вещества зависимость от начальных условий должна быть заметнее. Действительно, как показывают расчеты (фиг. 6), при низкой плотности ( $10^{10}\text{ см}^{-3}$ ) охлаждение плазмы с «нулевыми» начальными условиями происходит в 6—7 раз быстрее, чем в первоначально квазиравновесной плазме; при  $n_0 = 10^{12}\text{ см}^{-3}$  это различие темпов остывания не превышает 10—15%, а при  $n_0 = 10^{14}\text{ см}^{-3}$  температура высвечивающегося вещества практически не зависит от начальных условий.

К моменту, когда степень ионизации вещества падает до 1—2%, его температура опускается несколько ниже  $9000^\circ\text{K}$ , т. е. конечное состояние плазмы не зависит от ее начальной температуры.

На фиг. 7 приведены отношения  $n_\alpha/n_0$  и  $n_2/n_1$ , полученные из решений (37) для горячей плазмы. Как и на фиг. 6, штриховые линии соответствуют решениям с «нулевыми» начальными условиями, сплошными линиями даны решения для первоначально квазиравновесной плазмы. Как и вид функции  $T(\beta)$ , ход указанных отношений для разреженной плазмы ( $10^{10}\text{ см}^{-3}$ ) сильно зависит от начальных условий; при  $n_0 = 10^{12}\text{ см}^{-3}$  отношения  $n_\alpha/n_0$  и  $n_2/n_1$  слабо зависят от начальных условий начиная с момента эффективных рекомбинаций ( $\beta \sim 0,2$ ), а при  $n_0 = 10^{14}\text{ см}^{-3}$  указанные отношения практически нечувствительны к начальному состоянию плазмы на протяжении почти всего процесса высвечивания ( $\beta > 3 \cdot 10^{-3}$ ).

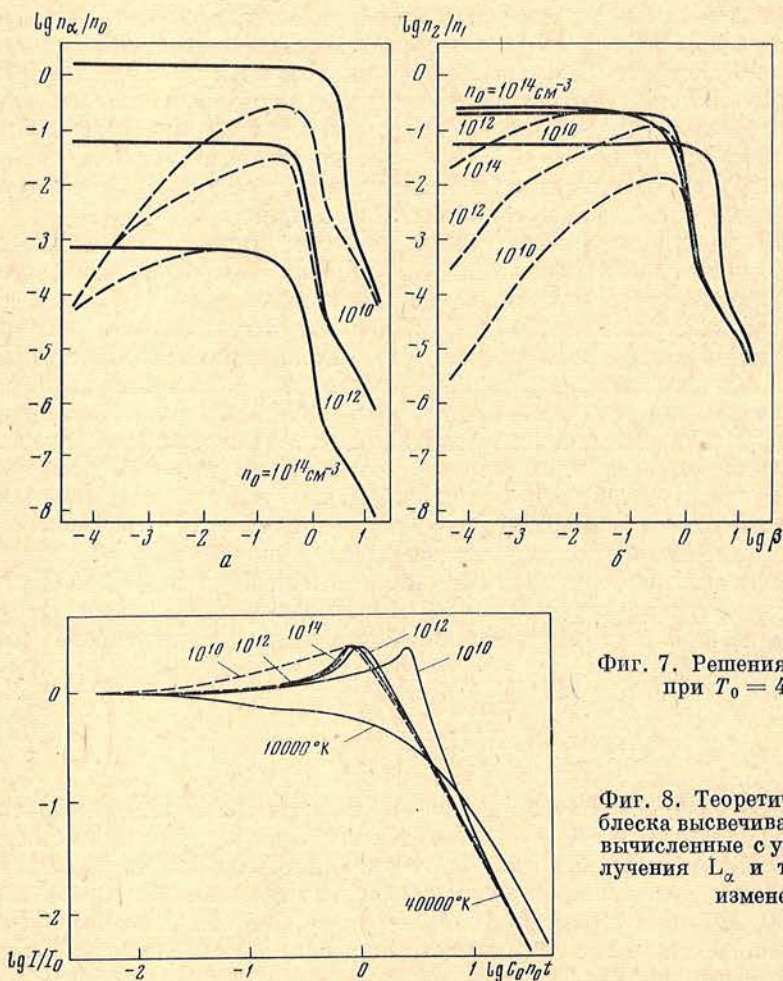
С помощью полученных решений системы (37) на фиг. 8 построены теоретические кривые блеска высвечивающейся плазмы, подсчитанные согласно (4) и (5) по формуле

$$\frac{I}{I_0} = \frac{n_e n_p}{n_0^2} \left( \frac{T_e}{T_0} \right)^{-0,9}. \quad (38)$$

Как и в изотермическом случае (фиг. 4), теоретические кривые блеска высвечивающейся плазмы с  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$  совпадают для различных плотностей при использовании безразмерного времени  $C_0 n_0 t$ . Но из сравнения фиг. 4 и фиг. 8 следует, что временной нагрев высвечивающегося вещества с  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$  приводит в самом начале высвечивания к более быстрому падению яркости плазмы, чем при изотермическом высвечивании. С другой стороны, быстрое охлаждение первоначально горячей плазмы  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$  вызывает временное повышение яркости рекомбинирующего

газа. (Как и на двух предыдущих фигурах, на фиг. 8 сплошные кривые соответствуют решениям с квазиравновесными начальными условиями, штриховые линии — решениям (37) с «нулевыми» начальными условиями.) Если плотность плазмы низка ( $10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) и вначале она квазиравновесна, то в момент времени  $C_0 n_0 t \approx 2,5$  имеет место максимум блеска, который примерно в 2,5 раза превышает первоначальный блеск полностью ионизованной плазмы. В остальных случаях такой же максимум блеска достигается несколько раньше, в момент времени  $C_0 n_0 t = 0,8 \div 1,0$ . Следует заметить, что при расчете высвечивания плазмы без учета поля  $L_\alpha$ -излучения для  $T_0 = 40\,000^\circ \text{ К}$  получается практически такой же эффект поярчения:  $I_{\text{max}}/I_0 \approx 2,2$ , но  $C_0 n_0 t (I_{\text{max}}) \approx 0,05$  [2].

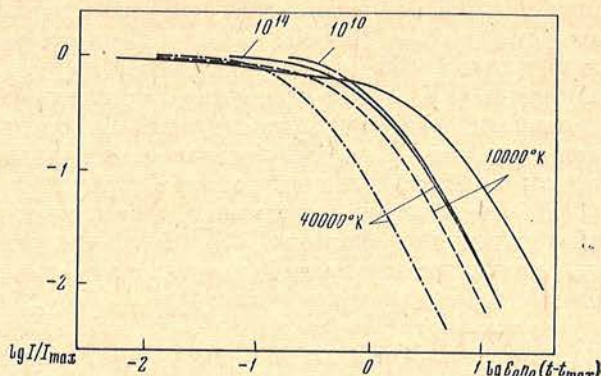
Как известно, подъем к максимуму блеска вспышек звезд типа UV Кита происходит очень быстро. Поэтому, хотя из предыдущих теоретических соображений следует, что восходящая ветвь кривой блеска может быть обусловлена двумя различными процессами — самим появлением горячей плазмы над поверхностью холодной звезды и дополнительным поярчением плазмы за счет ее охлаждения, — наблюдаемые кривые блеска вспышек не удастся разделить на соответствующие участки и сопоставление расчетов и наблюдений можно проводить лишь по нисходящим ветвям кривых блеска. С этой целью нисходящие ветви кривых блеска удобно сопоставлять на графиках, построенных в осях  $\lg I/I_{\text{max}}$ ,  $\lg C_0 n_0 (t - t_{\text{max}})$ , где



Фиг. 7. Решения системы (37) при  $T_0 = 40\,000^\circ \text{ К}$

Фиг. 8. Теоретические кривые блеска высвечивающегося газа, вычисленные с учетом поля излучения  $L_\alpha$  и температурных изменений

Рис. 9. Теоретические кривые блеска высвечивающегося газа, приведенные к моменту максимума блеска



$t_{\max}$  и  $I_{\max}$  — момент максимума блеска и величина максимальной яркости соответственно.

На фиг. 9 сплошными линиями представлены в таком виде теоретические кривые блеска, полученные из решений системы (37). Поскольку при  $T_0 = 10\,000^\circ\text{K}$ ,  $t_{\max} = 0$  и  $I_{\max} = I_0$ , то соответствующие кривые на фиг. 8 и 9 одинаковы. Из шести полученных для  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$  решений системы (37) на фиг. 9 нанесены только два — решения с квазиравновесными начальными условиями для  $n_0 = 10^{10}$  и  $10^{14}\text{ см}^{-3}$ . Нисходящие ветви кривых блеска для этих решений отличаются вблизи момента максимума яркости лишь в пределах нескольких сотых звездной величины, а позднее и вовсе не отличаются. Кривые блеска остальных четырех решений (37) для  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$  заключены между двумя представленными кривыми или совпадают с одной из них. Таким образом, из наблюдений одной только формы нисходящих ветвей кривых блеска вспышек практически невозможно, фиксируя  $T_0$ , получить какую-либо информацию о плотности высвечивающейся горячей плазмы или о ее начальном состоянии.

Полный эффект нестационарного поля  $L_\alpha$ -излучения в фотометрических свойствах высвечивающейся плазмы обнаруживается при сопоставлении сплошных и штрих-пунктирных линий на фиг. 9. Штрих-пунктирные линии представляют решения для высвечивающегося вещества при тех же начальных температурах, но при условии, что поле  $L_\alpha$ -излучения все время пренебрежимо мало ( $n_\alpha = n_2 = 0$ ). В этом случае система уравнений (37) заменяется «вырожденной» системой уравнений:

$$\frac{d \frac{n_p}{n_0}}{d\beta} = -\frac{n_p}{n_0} + \frac{q_{1c}}{C} \left(1 - \frac{n_p}{n_0}\right),$$

$$\frac{dT_e}{d\beta} = -\frac{1}{1 + \frac{n_p}{n_0}} \left\{ \frac{\chi_c}{\frac{3}{2}k} \left[ \left( \frac{3}{4} \frac{q_{12}}{C} + \frac{q_{1c}}{C} \right) \left(1 - \frac{n_p}{n_0}\right) + \frac{\Lambda}{C} \frac{n_p}{n_0} \right] + T_e \frac{d \frac{n_p}{n_0}}{d\beta} \right\}. \quad (39)$$

Как видно из фиг. 9, сплошная и штрих-пунктирная кривые для  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$  практически отличаются лишь сдвигом по горизонтальной оси. Это означает, что присутствие сильного и резко нестационарного поля  $L_\alpha$ -излучения в высвечивающейся горячей плазме практически не влияет на вид кривой блеска, но оценки характерной плотности вещества, которые получают при совмещении наблюдаемых и теоретических кривых блеска и соответствующем определении величины  $C_0 n_0$  в абсолютных единицах, оказываются занижены в несколько раз, если в расчетах теоретических кривых не учитывалось излучение  $L_\alpha$ . Сплошная и штрих-пунктирная линии для  $T_0 = 10\,000^\circ\text{K}$  на фиг. 9 отличаются постоянным сдвигом

по временной оси лишь после заметного спада блеска, а вблизи максимума яркости нагрев плазмы  $L_{\alpha}$ -квантами приводит к заметным отличиям этих кривых. Следует, однако, заметить, что в приложении к вспышкам звезд типа UV Кита, в спектрах которых в начальных фазах обнаруживается эмиссия дважды ионизованного гелия, предположение о том, что начальная температура плазмы составляет несколько десятков тысяч градусов, представляется более правдоподобным, чем допущение  $T_0 = 10\,000^\circ\text{K}$ .

На фиг. 6 штрих-пунктирные кривые дают зависимости  $T(\beta)$ , полученные из решения системы (39). Как следует из графиков, отсутствие перекачки ионизационной энергии плазмы в тепловую приводит к более быстрому охлаждению вещества.

Проведенное рассмотрение роли нестационарного поля  $L_{\alpha}$ -излучения в высвечивающейся плазме позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, оценки плотности вещества во вспышках звезд типа UV Кита, полученные ранее из фотометрического анализа кривых блеска вспышек [1], необходимо повысить в несколько раз, что сближает фотометрические и спектральные [7] оценки величины  $n_0$  во вспышках. Во-вторых, при построении гидродинамических моделей вспышек, когда нельзя предполагать постоянство массы светящегося вещества и необходимо учитывать градиенты температуры и плотности плазмы, и при расчете фотометрических характеристик таких моделей для сравнения с наблюдениями достаточно, видимо, пользоваться приближенными оценками поля излучения; при этом ценой некоторой недооценки величины  $n_0$  можно избавиться от довольно сложного расчета поля  $L_{\alpha}$ -излучения в такой неоднородной модели, которое к тому же зависит и от дополнительных физических параметров среды и начального состояния плазмы.

Выражаю глубокую благодарность Э. Э. Шнолю, под чьим руководством были выполнены все расчеты нестационарного поля излучения, за решающее участие в проведении настоящего исследования, Э. А. Витриченко, В. П. Гринину, И. А. Климишину, А. А. Коровяковской и Ю. П. Коровяковскому — за полезные дискуссии и А. И. Брунс — за изготовление иллюстраций.

Ноябрь 1970 г.

#### Литература

1. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 133.
2. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 216.
3. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1966, 43, 1168; 1967, 44, 260.
4. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 177.
5. W. E. Kunkel. An optical study of stellar flares. Austin, 1967.
6. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 200; 1969, 40, 33.
7. Р. Е. Гершберг, С. А. Каплан. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 44, 11.
8. Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская. Астрон. ж., 1971, 48, 934.
9. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 208.
10. В. Г. Горбачкий. Вестник ЛГУ, 1957, № 13, вып. 3, 178.
11. D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. McWhirter. Proc. Roy. Soc., 1962, A267, 297.
12. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 81.
13. A. D. Andrews. Irish Astron. J., 1965, 7, N 1, 20.
14. Р. Е. Гершберг. Вспышки красных карликовых звезд. М., «Наука», 1970.
15. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
16. A. Burgess, M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 121, 471.
17. L. Vriens. Phys. Letters, 1964, 8, N 4, 260.
18. J. S. Mathis. Astrophys. J., 1957, 125, 318.
19. Р. А. Гуляев. Солнечная активность, 1968, № 3, 104.
20. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963.

## О ЧИСЛЕННОМ ИНТЕГРИРОВАНИИ УРАВНЕНИЙ ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ ПРИ НАЛИЧИИ БЫСТРЫХ РЕАКЦИЙ

Э. Э. Шноль<sup>1</sup>

В этом Приложении кратко обсуждаются способы, пригодные для численного интегрирования уравнений химической кинетики (в общем смысле этого слова) при наличии быстро идущих реакций. Термин «быстрые реакции» предполагает, что единица времени выбрана. Обычно эта единица задается другим, более медленным процессом. Речь идет, таким образом, о совместно протекающих процессах, сильно различающихся по скорости.

Ниже содержится лишь минимум сведений: то, что полезно знать «потребителю» — естествоиспытателю (физику, химику, астроному). Математические основания конструирования этих методов, построение методов высокого порядка точности и ряда других вопросов, интересных для математика-вычислителя, здесь не рассматриваются. Замечу лишь, что в конкретных ситуациях общая схема вычислений допускает обычно существенные упрощения.

Несколько таких упрощений было сделано при проведении изложенных выше расчетов.

1. Пусть система  $N$  уравнений

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = \bar{f}(\bar{u}), \quad \bar{u} = (u^1, \dots, u^N), \quad \bar{f} = (f^1, \dots, f^N) \quad (1)$$

описывает некоторый процесс с известными начальными данными  $\bar{u}(0)$ . Стандартные способы численного интегрирования<sup>2</sup> (1) требуют выбора шага по времени  $\tau$ , малого по сравнению с характерным временем процесса  $T$ . При наличии в (1) нескольких связанных процессов шаг  $\tau$  будет диктоваться самым быстрым:  $\tau \ll T_{\min}$ . Это разумно, если речь идет о быстрых колебаниях: чтобы проследить за ходом колебаний (не применяя аналитических методов), в самом деле нужно, чтобы  $\tau \ll T$ . Для процессов установления желательно, чтобы выбор величины  $\tau$  (вообще говоря, различной на разных стадиях процесса) определялся реальной скоростью изменения величин, а не «потенциальными возможностями» системы (1).

2. При попытке выбрать в стандартных методах  $\tau \gg T_{\min}$  мы не только не получим количественно правильного ответа, но можем не получить никакого из-за возникающей неустойчивости: сколь угодно малые изменения в начальных данных (или промежуточных результатах) приводят к большим изменениям в последующих результатах<sup>3</sup>. В этом легко убедиться, разобрав простейший пример: одно уравнение  $du/dt = f(u)$  и метод Эйлера  $u_{n+1} = u_n + \tau f(u_n)$  ( $u_n$  — приближенное значение для  $u(t_n)$ )<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> Институт прикладной математики АН СССР.

<sup>2</sup> Типа методов Рунге — Кутты или Адамса.

<sup>3</sup> Числа при этом легко могут превзойти верхнюю границу, допускаемую вычислительной машиной.

<sup>4</sup> Например, можно взять  $f(u) = -a(u-1)$ ;  $u(0) = 1$ ;  $u_0 = 1 + \varepsilon$  и считать, что все вычисления производятся абсолютно точно. Тогда  $u(t) \equiv 1$ ,  $u_n = \varepsilon \gamma^n + 1 - \varepsilon$ ,  $\gamma = 1 - a\tau$ . Здесь  $T_{\min} = 1/a$ .

3. Простейший способ интегрирования системы (1), свободный от указанного недостатка, дается формулой

$$\bar{u}_{n+1} - \bar{u}_n = \tau \bar{f}(\bar{u}_{n+1}). \quad (2)$$

Здесь  $\bar{u}_n$  — приближенное значение для  $\bar{u}(t_n)$ ;  $t_{n+1} = t_n + \tau$ . Способ этот является «неявным»: для определения  $\bar{u}_{n+1}$  по известному  $\bar{u}_n$  мы должны решить уравнение (2). Уклонение  $\bar{u}_n$  от  $\bar{u}(t_n)$  определяется только плавностью поведения  $\bar{u}(t)$  и не зависит от того, насколько велики значения  $\frac{\partial f^i}{\partial u^k}(\bar{u}(t))$ .

4. Способ (2) дает ошибку  $\delta$  порядка  $\tau$  на интервале  $t \sim 1$  (или, как говорят, имеет первый порядок точности). Коэффициент  $C$  в формуле  $\delta \approx C\tau$  зависит от величины производных  $\bar{u}(t)$ <sup>1</sup>. Используя более симметрично точки  $t_n$  и  $t_{n+1}$ , можно сильно уменьшить ошибку (сохранив первый порядок точности):

$$\bar{u}_{n+1} - \bar{u}_n = \tau (\alpha \bar{f}(\bar{u}_{n+1}) + \beta \bar{f}(\bar{u}_n)); \alpha + \beta = 1, \quad \alpha > \frac{1}{2}. \quad (3)$$

С приближением  $\alpha$  к  $1/2$  улучшается точность<sup>2</sup>, но при  $\alpha$ , близких к  $1/2$ , алгоритм может потерять устойчивость. Обычно практически пригодно  $\alpha = 0,6$  (или даже  $\alpha = 0,55$ ).

5. Вкратце о трудоемкости способа (2). Обозначив временно  $\bar{u}_{n+1} = \bar{v}$ ,  $\bar{u}_n = \bar{a}$ , мы должны на данном шаге решить уравнение

$$\bar{v} = \bar{a} + \tau \bar{f}(\bar{v}). \quad (2')$$

Если  $\left| \tau \frac{\partial f^i}{\partial v^k} \right| \ll 1$ , то (2') можно решить простыми итерациями:  $\bar{v}^{(s+1)} = \bar{a} + \tau \bar{f}(\bar{v}^{(s)})$ ,  $\bar{v}^0 = \bar{a}$ . Но тогда и сама схема (2) не нужна — пригодны обычные способы (упомянутая в п. 2 неустойчивость не возникает). Если же  $\left| \tau \frac{\partial f^i}{\partial v^k} \right| \gg 1$ <sup>3</sup>, то (2') нужно решать итерациями по Ньютону (линеаризуя на каждой итерации):

$$\bar{v}^{(s+1)} = \bar{a} + \tau \left[ \bar{f}(\bar{v}^{(s)}) + \frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{v}}(\bar{v}^{(s)}) (\bar{v}^{(s+1)} - \bar{v}^{(s)}) \right], \quad \bar{v}^{(0)} = \bar{a}. \quad (4)$$

Реализация (4) требует много вычислений. Основное упрощение: замена всех  $\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{v}}(\bar{v}^{(s)})$  на  $\frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{v}}(\bar{v}^{(0)}) = A$ . Приняв его, мы должны на одном шаге по  $t$ : (а) вычислить элементы матрицы  $A = \left( \frac{\partial f^i}{\partial u^k}(\bar{u}_n) \right)$ ; (б) решить систему  $N$  линейных уравнений (4)

$$\bar{v}^{(s+1)} - \tau A \bar{v}^{(s+1)} = \bar{a} + \tau (\bar{f}(\bar{v}^{(s)}) - A \bar{v}^{(s)}) \quad (4')$$

для компонент  $\bar{v}^{(s+1)}$  столько раз, сколько делается итераций (обычно

<sup>1</sup> Точнее см., например, Э. Э. Шноль. О высокотемпературном пограничном слое в воздухе. ЖВМ и МФ, 1968, 8, 1067.

<sup>2</sup>  $\delta = C_1 \tau \left( \alpha - \frac{1}{2} \right) + O(\tau^2)$

<sup>3</sup> Малому  $T$  отвечают большие  $\frac{\partial f^i}{\partial u^k}(\bar{u}(t))$ , т. е. большие значения  $\bar{f}$  в близкой окрестности решения  $\bar{u}(t)$  (сами значения  $\bar{f}(\bar{u}(t))$  при плавной  $\bar{u}(t)$  должны быть, очевидно, невелики).



достаточно 1—2 раз). При небольшом  $N$  ( $N \leq 5 \div 7$ ) обычно основную часть работы составляет (а): приближенное вычисление  $A$  требует нахождения  $N$  значений  $\bar{f}(\bar{u})$  (кроме  $\bar{f}(\bar{u}_n)$ ) — по одному для каждой из частных производных. Стало быть, при небольшом  $N$  один шаг по (2), грубо говоря, в  $(N+1)$  раз более трудоемок, чем простейший «явный» метод  $\bar{u}_{n+1} = \bar{u}_n + \tau \bar{f}(\bar{u}_n)$ . Можно еще уменьшить работу, приходящуюся на один шаг, используя одну и ту же матрицу  $A$  для нескольких шагов по  $t$ .

6. Рассуждения п. 5 касались одного шага по времени. Чтобы сравнить эффективность различных методов, рассмотрим фиксированный промежуток  $t_1 \leq t \leq t_2$ . Предположим для простоты, что (1) описывает два связанных процесса с характерными временами  $T_M$  и  $T_0$ , причем  $T_M \gg T_0$ . Предположим, далее, что (при  $t \geq t_1$ ) решение  $\bar{u}(t)$  меняется плавно:

$$T_M \frac{d\bar{u}}{dt} \sim \bar{u}. \text{ Тогда шаг } \tau \text{ для неявного метода (2) или (3), грубо говоря }^1, \text{ можно выбрать в } T_M/T_0 \text{ раз большим, чем для стандартных (явных) методов.}$$

В этой ситуации применение неявного метода (при небольших  $N$ ) оправдано, если  $T_M/T_0 \gg N+1$ . В реальных задачах  $T_M/T_0$  часто бывает  $\sim 10^6$  и более. При (прямом) численном интегрировании применение неявных методов становится тогда совершенно необходимым.

7. Сводка формул простейшего неявного метода (3). Пусть

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = \bar{f}(\bar{u}), \quad \bar{u}(u^1, \dots, u^N), \quad \bar{f} = (f^1, \dots, f^N), \quad \bar{u}_n \approx \bar{u}(t_n), \quad t_{n+1} = t_n + \tau.$$

Чтобы по известному  $\bar{u}_n$  найти  $\bar{u}_{n+1}$ , нужно:

1) приближенно вычислить  $a_{ik} = \frac{\partial f^i}{\partial u^k}(\bar{u}_n)$  и образовать матрицу  $A = (a_{ik})$ .

2) Решить  $r$  раз (при  $s = 0, 1, \dots, r-1$ ) систему  $N$  линейных уравнений относительно компонент вектора  $\bar{\delta v}$ :

$$\bar{\delta v}^{(s+1)} - \alpha \tau A \bar{\delta v}^{(s+1)} = \bar{u}_n - \bar{v}^{(s)} + \tau [\alpha \bar{f}(\bar{v}^{(s)}) + (1-\alpha) \bar{f}(\bar{u}_n)], \quad \frac{1}{2} < \alpha \leq 1.$$

Здесь  $\bar{v}^0 = \bar{u}_n$ ;  $\bar{v}^{(s+1)} = \bar{v}^{(s)} + \bar{\delta v}^{(s+1)}$ ;  $r$  предписывается заранее или определяется из требования  $|\bar{\delta v}^{(r)}| < \varepsilon$ , где  $\varepsilon$  — заданное малое число.

3) Положить  $\bar{u}_{n+1} = \bar{v}^{(r)}$ .

Основное свойство метода: допустимые  $\tau$  не зависят от того, насколько велики  $\partial f^i / \partial u^k$ , величина  $\tau$  определяется гладкостью решения и требуемой точностью.

#### Примечания для вычислителя

1) Высокой точности в вычислении  $\partial f^i / \partial u^k$  не требуется. Формула

$$\frac{\partial f^i}{\partial u^k} \approx \frac{1}{h} [f^i(u^1, \dots, u^k + h, \dots, u^N) - f^i(u^1, \dots, u^k, \dots, u^N)]$$

при  $h \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$  дает обычно вполне достаточную точность.

2) Если  $r \geq 3$  или одна матрица  $A$  используется на нескольких шагах, есть смысл заготовить и использовать обратную матрицу  $B = (1 - \alpha \tau A)^{-1}$ .

8. Во всем предыдущем специфическая для уравнений химической кинетики структура  $f^i$  в (1) не использовалась. Пусть теперь  $f^i = \sum p_k^i \varphi_k$ , где  $\varphi_k$  — выходы отдельных реакций,  $p_k^i$  — целые числа. Рассмотрим простейший случай, когда все реакции разбиваются на две группы:  $\nu$  реакций ( $k = 1, 2, \dots, \nu$ ), имеющие очень высокую скорость, и остальные,

<sup>1</sup> Мы отвлекаемся при этом от того, что стандартные методы имеют высокий порядок точности.

<sup>2</sup> Однако при очень больших  $\partial f^i / \partial u^k$  может сказаться то, что все вычисления производятся с ограниченным числом десятичных знаков.

имеющие скорость  $\sim 1^1$ . На плавном участке решения значения  $\bar{u}$  близки к равновесным по быстрым реакциям, т. е. к (некоторым) решениям уравнений  $\varphi_k(\bar{u}) = 0$ ,  $k = 1, 2, \dots, \nu$ .

Если  $\nu < N$ , то можно скомбинировать уравнения (1) так, что  $N - \nu$  уравнений не будут содержать быстрых реакций. Система (1) приобретает вид

$$\frac{dv^i}{dt} = g^i(\bar{v}, \bar{w}), \quad i = 1, 2, \dots, N - \nu, \quad (5a)$$

$$\frac{dw^k}{dt} = h^k(\bar{v}, \bar{w}), \quad k = N - \nu + 1, \dots, N. \quad (5b)$$

Здесь  $v^i$  и  $w^k$  — некоторые (целочисленные) линейные комбинации  $u^i$ ;  $|\partial g/\partial v|$  и  $|\partial g/\partial w| \sim 1$ .

Полная система (1) может быть теперь приближенно заменена ( $N - \nu$ ) уравнениями (5a) и  $\nu$  условиями равновесия:

$$\frac{dv^i}{dt} = g^i(\bar{v}, \bar{w}), \quad i = 1, 2, \dots, N - \nu, \quad (6a)$$

$$\varphi_k(\bar{v}, \bar{w}) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, \nu. \quad (6b)$$

Выразив из (6b)  $\bar{w}$  через  $\bar{v}$  и подставив в (6a), мы получим систему  $N - \nu$  уравнений для «медленных переменных»  $v$ . Систему  $\nu$  уравнений (6b) для  $w$  приходится, как правило, решать численно. Метод Ньютона (но уже для  $\nu < N$  уравнений!) является снова наиболее подходящим. Уравнения (6a) могут при этом решаться стандартными «явными» методами. Описанный (традиционный) способ исключения быстрых реакций иногда сильно упрощает задачу. Однако четкое разделение на очень быстрые и медленные реакции наблюдается сравнительно редко. Подчеркнем поэтому еще раз преимущества общих формул п. 7:

1) возможны любые промежуточные скорости реакций;

2) по ходу процесса (скажем, с изменением температуры) быстрые реакции могут стать медленными, и наоборот<sup>2</sup>. Это не вызывает никаких изменений в формулах п. 7, но требует изменения алгоритма при явном использовании уравнений химического равновесия.

<sup>1</sup> Для наших целей «скорость» реакции  $\varphi_k$  удобно характеризовать величиной  $M_k = \max_j \left| \frac{\partial \varphi_k}{\partial u^j} \right|$ .

<sup>2</sup> При этом на некотором участке скорости будут «промежуточными», недостаточно высокими, чтобы использовать уравнения химического равновесия, но достаточно большими, чтобы сделать невыгодным явный метод для (6a). Мы оставляем здесь полностью в стороне вопрос о написании следующих (после нулевого) членов асимптотики по малым параметрам  $\varepsilon_k = 1/M_k$ .

ВЛИЯНИЕ ВЫСВЕЧИВАНИЯ НА СПЕКТР ТУРБУЛЕНТНОСТИ  
В ЗВЕЗДНОЙ АТМОСФЕРЕ

О. П. Голландский

Исследовалось решение модельного спектрального уравнения изотропной турбулентности с нелинейным членом в форме Коважного [5], модифицированной Панчевым [6], и членом, учитывающим диссипацию энергии за счет высвечивания.

Показано, что под влиянием высвечивания спектр турбулентности становится более крутым (по сравнению со случаем отсутствия высвечивания) в интервале волновых чисел, которому соответствуют масштабы вихрей, сравнимые со средней длиной свободного роста пробега кванта.

ON THE INFLUENCE OF RADIATION LOSSES ON THE SPECTRUM OF TURBULENCE IN STELLAR ATMOSPHERE, by O. P. *Hollandskiy*.— A solution of the spectral equation of isotropic turbulence with the non-linear term in the Kovaszny's form [6] modified by Panchev [7] and with a term accounting for the energy dissipation by radiation is analysed. It is shown that under the influence of radiation losses the spectrum becomes steeper (compared to the case when this influence is absent) in the interval of wave numbers corresponding to the turbulent eddy scale comparable with the photon free path.

Звездная атмосфера представляет собой светящуюся турбулентную среду. Число Маха (М) турбулентности у звезд разных классов светимости в среднем принимает значения от нескольких долей единицы (главная последовательность) до единицы и даже несколько больше единицы (сверхгиганты). При таких значениях числа М нелинейные взаимодействия (описываемые нелинейными членами уравнений гидромеханики) между гидродинамическими переменными становятся существенными, и поле турбулентных скоростей (пульсаций) становится связанным с полем температур (через давление). Турбулентные пульсации вызывают пульсации температуры, величина которых тем больше, чем больше пульсации скорости. Таким образом, турбулентность обуславливает температурную неоднородность звездной атмосферы. С другой стороны, температурные неоднородности имеют тенденцию к сглаживанию за счет высвечивания.

Сглаживание температурных неоднородностей турбулентной атмосферы путем высвечивания является дополнительным источником диссипации энергии турбулентности, помимо действия вязкости или ударных волн.

Ниже рассматривается вопрос о том, как влияет высвечивание температурных неоднородностей на спектр турбулентности в звездной атмосфере.

1. Структура диссипативного члена  
спектрального уравнения

Влияние высвечивания можно учесть, введя в спектральное уравнение турбулентности соответствующий член, выяснению структуры которого посвящается этот раздел.

Из общих физических соображений ясно, что, когда имеет место сжимаемость, бóльшим пульсациям скорости соответствуют бóльшие степени сжатия (пульсации плотности), а последним — бóльшие пульсации температуры. Если поля скоростей и температур разложить в интеграл Фурье, то каждой Фурье-компоненте скорости, соответствующей масштабу  $1/k$  (где  $k$  — волновое число), соответствует Фурье-компонента температуры. Иными словами, в пространстве волновых чисел спектру скоростей или кинетической энергии  $E(k)$  ставится в соответствие спектр температур, и в спектральное уравнение относительно  $E(k)$  может входить член, зависящий неявно от поля температур и его изменения.

Для времени жизни температурной неоднородности масштаба  $1/k$  Шпигель получил [1, 2] выражение

$$t(k) = \left[ A \left( 1 - \frac{\kappa}{k} \operatorname{arccctg} \frac{\kappa}{k} \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где

$$A = \frac{16\kappa\sigma T^3}{\rho c_p} \quad (2)$$

является обратной величиной времени жизни температурной неоднородности, размеры которой соответствуют бесконечно большому  $k$  (т. е. оптически абсолютно прозрачной);  $\kappa$  — коэффициент поглощения на 1 см (произведение Росселандова среднего на плотность вещества);  $\sigma$  — постоянная закона Стефана — Больцмана;  $T$  — температура;  $\rho$  — плотность вещества;  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении.

В единицу времени в интервале волновых чисел от  $k$  до  $k + \Delta k$  будет диссипировать путем высвечивания доля кинетической энергии турбулентности на единицу массы, равная

$$t^{-1} E(k) \Delta k, \quad (3)$$

где  $t = t(k)$ , определяется по формуле (1).

В интервале  $(0, k)$ , очевидно, диссипирует количество энергии

$$A \int_0^k E(k') \left( 1 - \frac{\kappa}{k'} \operatorname{arccctg} \frac{\kappa}{k'} \right) dk'. \quad (4)$$

Выражение такого вида было предложено С. А. Капланом<sup>1</sup>. Оно должно входить в спектральное уравнение турбулентности в качестве члена, учитывающего диссипацию энергии за счет высвечивания.

## 2. Спектральное уравнение с учетом высвечивания и его асимптотические решения

Поскольку турбулентность у нормальных звезд предполагается стационарной, в качестве исходного спектрального уравнения возьмем уравнение изотропной турбулентности, общий вид которого записывается в форме (см., например, [3, § 17])<sup>2</sup>

$$W(k) + 2\nu \int_0^k k'^2 E(k') dk' = \varepsilon, \quad (5)$$

где  $W(k)$  — функция, описывающая перенос энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным;  $\varepsilon$  — поток энергии, равный количеству энергии, диссипирующей в единицу времени на единицу массы (ве-

<sup>1</sup> Частное сообщение С. А. Каплана.

<sup>2</sup> Такой же вид уравнения сохраняется и в случае сжимаемой жидкости для спектра кинетической энергии вихревой составляющей движения среды [4].

личина постоянная при стационарной турбулентности);  $\nu$  — кинематический коэффициент вязкости.

Член уравнения (5)  $W(k)$  — нелинейный, являющийся наряду с  $E(k)$  второй неизвестной функцией. Исходя из некоторых физических предположений,  $W(k)$  выражают обычно через  $E(k)$ , получая модельное уравнение в той или иной форме. Здесь удобно воспользоваться нелинейным членом в форме Коважного [5], модифицированной Панчевым [6]. Уравнение (5) принимает в этом случае сравнительно простой вид:

$$\gamma \left\{ [E(k)]^{1/2} k^{-1/2} + \frac{a}{\gamma} \nu \right\} E(k) k^3 + 2\nu \int_0^k k'^2 E(k') dk' = \varepsilon, \quad (5')$$

где  $\gamma$  и  $a$  — безразмерные постоянные.

Постоянная  $\gamma$  выражается через универсальную постоянную спектра Колмогорова формулой

$$\gamma = a^{-3/2}. \quad (6)$$

Постоянная  $a$  — свободный параметр, но при его значении, равном  $1/2$ , спектр, получаемый из (5'), асимптотически стремится к  $E(k) \sim k^{-7}$  [6], как и спектр, получаемый из спектрального уравнения с членом переноса энергии в форме Гейзенберга [3]. Этот спектр хорошо согласуется со спектром в интервале равновесия, получаемом в лаборатории.

Прибавляя к левой части (5') выражение (4), получим спектральное уравнение турбулентности с учетом высвечивания в виде

$$\gamma \left\{ [E(k)]^{1/2} k^{-1/2} + \frac{a}{\gamma} \nu \right\} E(k) k^3 + 2\nu \int_0^k k'^2 E(k') dk' + \\ + A \int_0^k E(k') \left( 1 - \frac{\kappa}{k'} \operatorname{arccotg} \frac{\kappa}{k'} \right) dk' = \varepsilon, \quad (7)$$

исследованием которого и займемся.

Путем дифференцирования и введения безразмерных переменных

$$x = \frac{\eta k}{\sqrt{\gamma}}, \quad r = \frac{\gamma^2}{\nu^2} \frac{E(k)}{k}, \quad (8)$$

где  $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$  — микромасштаб Колмогорова, уравнение (7) преобразуется к виду

$$\frac{dr}{r} = -4 \frac{dx}{x} \frac{a + \frac{1}{2} + r^{1/2} + \frac{A\eta^2}{4\gamma\nu} \left( 1 - \frac{\eta\kappa}{\sqrt{\gamma}x} \operatorname{arccotg} \frac{\eta\kappa}{\sqrt{\gamma}x} \right) \frac{1}{x^2}}{\frac{1}{2} + \frac{3}{2} r^{1/2}}. \quad (9)$$

Следует заметить, что переменное  $r$  имеет физический смысл квадрата числа Рейнольдса (с точностью до множителя порядка единицы) движений масштаба  $\sim 1/k$ .

Полное аналитическое решение (9) найти не удалось. Однако асимптотические решения (9) а) при больших  $x$  и б) при малых  $x$  найти нетрудно.

а)  $x \gg \frac{\eta\kappa}{\sqrt{\gamma}}$ . Это условие согласно (8) равносильно тому, что оптиче-

ская толщина турбулентного вихря с волновым числом  $k$   $\tau_k = \frac{\kappa}{k} \ll 1$ . Это означает, что вихрь высвечивается по всему объему. В этом случае последний член в числителе исчезает и уравнение (8) принимает простой вид:

$$\frac{dr}{r} = -4 \frac{dx}{x} \frac{a + \frac{1}{2} + r^{1/2}}{a + \frac{3}{2} r^{1/2}}. \quad (9')$$

К такому же виду приводится и уравнение (5'), не учитывающее высвечивания.

Интегралом (9') является выражение

$$r^{1/2a} \left( a + \frac{1}{2} + r^{1/2} \right)^{\frac{3}{4} + \frac{a}{2}} = x^{-1-2a} C^{2a+1}, \quad (10)$$

где  $C$  — постоянная интегрирования.

Принимая  $a = 1/2$  и учитывая, что при  $x \gg 1$  (область вязкой диссипации)  $r \ll 1$ , получим согласно (8) (с точностью до постоянной) безразмерный спектр

$$e = rx \sim x^{-7} \quad (11)$$

в соответствии со сказанным выше.

б)  $x \ll \frac{\eta \kappa}{V \gamma}$ . Это условие согласно (8) означает, что масштаб вихрей намного превосходит среднюю длину свободного пробега кванта, т. е.  $\tau_k = \frac{\kappa}{k} \gg 1$ , и турбулентный вихрь высвечивается только с поверхности, как непрозрачное тело. В этом случае уравнение (9) принимает вид

$$\frac{dr}{r} = -4 \frac{dx}{x} \frac{a + \frac{1}{2} + \frac{A}{12\nu\kappa^2} + r^{1/2}}{a + \frac{3}{2} r^{1/2}}. \quad (9'')$$

Интегралом (9'') является

$$r^{a/2} \left( a + b + \frac{1}{2} + r^{1/2} \right)^{\frac{3}{4} + \frac{a}{2} + \frac{3}{2} b} = \left( \frac{C}{x} \right)^{2a+2b+1}, \quad (12)$$

где

$$b = \frac{A}{12\nu\kappa^2}.$$

Из (12) видно, что при достаточно малом  $x$   $r^{1/2} \gg a + b + 1/2$  и, следовательно, имеет место

$$r^{3/4(a+b)+3/8} \sim x^{-2(a+b)-1},$$

откуда согласно (8) получается асимптотический спектр

$$e = rx \sim x^{-\frac{10(a+b)+5}{6(a+b)+3}} = x^{-5/3}, \quad (13)$$

т. е. колмогоровский спектр.

Из уравнения (5'), которое не учитывает высвечивание ( $b = 0$ ) при  $x \ll 1$ , также получается колмогоровский спектр.

Как видно из (13), (асимптотический) спектр при малых  $x$  вообще не зависит от параметров  $a$  и  $b$ .

Таким образом, при рассмотрении случаев а) и б) приходим к заключению, что высвечивание не влияет на вид асимптотического спектра. Полученный результат физически означает, что как при достаточно малых масштабах (больших  $k$ ), так и при достаточно больших масштабах (малых  $k$ ) время жизни температурной неоднородности становится больше времени жизни турбулентного вихря соответствующего масштаба. Иными словами, распад вихря под действием сил инерции происходит быстрее, чем высвечивается температурная неоднородность, им обусловленная.

Действительно, в случае а) больших  $k$ , таких, что  $\kappa/k \ll 1$ , выражение для времени жизни температурных неоднородностей сводится к

$$t(k) \approx \frac{1}{A \left( 1 - \frac{\pi}{2} \frac{\kappa}{k} \right)}.$$

Уже при  $k = 1/\eta$ , как это видно из приводимой ниже таблицы,

$$\frac{\kappa}{k} \approx \frac{\kappa\eta}{\sqrt{\gamma}} \ll 1 \quad (\sqrt{\gamma} \approx 0,8),$$

и

$$t\left(\frac{1}{\eta}\right) \approx \frac{1}{A},$$

т. е. не зависит от  $k$ , тогда как времена жизни турбулентных вихрей, с уменьшением их масштаба продолжают уменьшаться. Таким образом, влияние высвечивания на спектр турбулентности исчезает при больших  $k$ .

В случае б) достаточно малых  $k$ , таких, что  $\kappa/k \gg 1$ , время жизни температурных неоднородностей (1) растет как  $(\kappa/k)^2$ . С другой стороны, при отсутствии высвечивания при значениях  $k \ll 1/\eta$  и тем более при  $k \ll \kappa$  (то, что  $\kappa \ll 1/\eta$  или  $\kappa\eta \ll 1$ , видно из таблицы) спектр турбулентности  $\sim k^{-3/2}$ , а соответствующие характерные времена вихрей  $\sim k^{-2/3}$ . Следовательно, с увеличением масштаба время высвечивания растет быстрее времени жизни турбулентного вихря. Поэтому при достаточно больших значениях  $k$  время высвечивания становится больше времени распада вихря.

Следует заметить, что в звездных атмосферах турбулентные вихри, у которых  $\kappa/k \gg 1$ , вряд ли существуют, так как их размеры намного превосходили бы толщину атмосферы. Поэтому больший интерес представляет тот интервал волновых чисел, где высвечивание существенно влияет на спектр турбулентности. Этот интервал в дальнейшем называется промежуточной областью.

### 3. Численное решение в промежуточной области

В промежуточной области волновых чисел, в которой аналитическое решение уравнения (9) найти не удалось, приходится прибегнуть к численным методам.

Прежде всего фиксируем значения параметров, входящих в (9). Полагаем  $a = 1/2$  в соответствии с [6]. Так как по многим определениям<sup>1</sup>  $\alpha = 1,4$ , то согласно (6)  $\gamma = 0,6$ . Остальные параметры зависят от физических свойств вещества. Для атмосфер сверхгигантов некоторых спектральных подклассов и для Солнца они были вычислены автором [7] и приводятся в таблице.

Sp	$v$ , см <sup>3</sup> /сек	$\eta$ , см	$A$ , сек <sup>-1</sup>	$\kappa$ , см <sup>-1</sup>	$\frac{\kappa\eta}{\sqrt{\gamma}}$	$\frac{A\eta^2}{4\gamma v}$
B0,5	$1,5 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^1$	28	$1,6 \cdot 10^{-11}$	$5,8 \cdot 10^{-10}$	$0,6 \cdot 10^{-1}$
B2,5	$1,7 \cdot 10^5$	$4,1 \cdot 10^1$	13	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$6,3 \cdot 10^{-10}$	$0,5 \cdot 10^{-1}$
B3,5	$4,2 \cdot 10^5$	$8,9 \cdot 10^1$	9	$10^{-11}$	$8,9 \cdot 10^{-10}$	$0,7 \cdot 10^{-1}$
B5,1	$1,3 \cdot 10^6$	$2,1 \cdot 10^2$	7,5	$6,5 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$
B8,5	$1,8 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^3$	5	$5,4 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{-1}$
A2,0	$1,6 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^3$	3,2	$2,6 \cdot 10^{-11}$	$6,2 \cdot 10^{-8}$	$4,4 \cdot 10^{-1}$
A5	$1,1 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^2$	2,2	$6,9 \cdot 10^{-11}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$
F0	$7,5 \cdot 10^4$	$5,1 \cdot 10^1$	0,5	$3,0 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$
⊙	$9,0 \cdot 10^3$	8,0	0,5	$3,8 \cdot 10^{-8}$	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$

При вычислении принималось, что атмосфера сверхгиганта состоит (по числу атомов) на 85% из водорода и на 15% из гелия. В случае Солнца было принято 82% водорода и 18% гелия [8]. Следует отметить, что при изменении содержания элементов на несколько процентов сохраняется порядок величины вычисленных значений приведенных параметров. Они в основном зависят от температуры и плотности вещества.

<sup>1</sup> См. [3, § 23].

Численное решение уравнения (9) велось начиная от значений

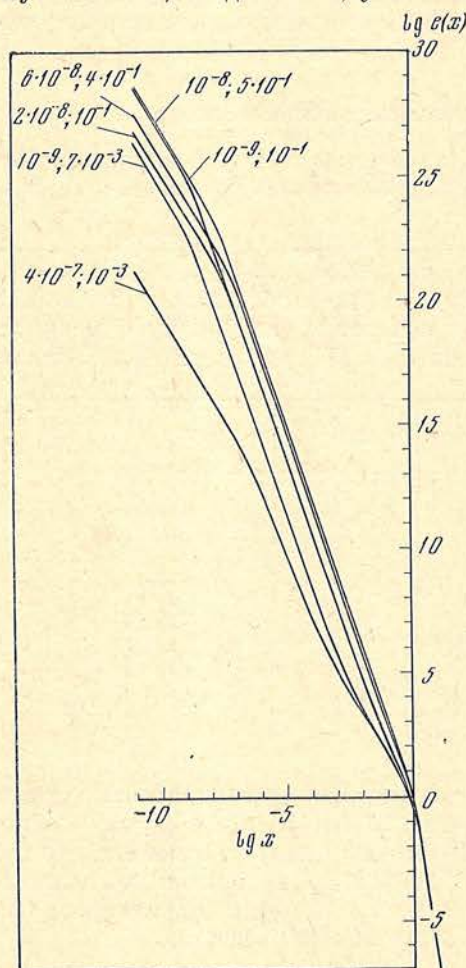
$$x_0 = 10, \quad r_0 = 10^{-8}, \quad (14)$$

на ЭВМ «Минск-14». При  $x = 10$  для всех рассматриваемых случаев (см. таблицу) последний член в числителе (9) пренебрежимо мал. Поэтому соответствующее значение  $r$  (14) было вычислено по формуле (10) при  $a = 1/2$  и, поскольку нас интересует только ход спектра, постоянная интегрирования  $C$  принята равной единице.

Решение проводилось для шести пар значений параметров  $\eta\kappa/\sqrt{\gamma} = d$  и  $A\eta^2/4\gamma\nu = f$ , которые охватывают в общих чертах все девять случаев, представленных в таблице. Приводим эти значения:

$d$	$10^{-9}$	$10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-7}$
$f$	$10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-1}$	$4 \cdot 10^{-1}$	$10^{-1}$	$7 \cdot 10^{-3}$	$10^{-3}$

Результаты решения показаны на фигуре, где по оси абсцисс отложены десятичные логарифмы безразмерного волнового числа  $x$ , а по оси ординат — соответствующие ему значения логарифмов безразмерного спектра  $e(x)$  (11) для каждой пары параметров  $d$  и  $f$ , значения которых указаны около каждой кривой. Все шесть кривых исходят из одной прямой с угловым коэффициентом  $-7$ , соответствующим асимптотическому случаю а), от которого начато численное решение. При переходе в промежуточную область, когда  $x \approx 1$ , угловой коэффициент значительно увеличива-



ется, становясь больше  $-3$ , затем убывает до значения  $-3$ , характерного для промежуточной области. В одних случаях это убывание совсем мало (как у верхних двух кривых, соответствующих звездам В8 — А2), а в других случаях оно значительно (у нижней кривой, соответствующей Солнцу, угловой коэффициент, например, достигает сначала максимального значения  $-5/3$ , а затем убывает до  $-3$ ). Такое поведение кривых зависит главным образом от значения параметра  $f$ . Чем это значение меньше, тем при меньших значениях  $x$  проявляется влияние высвечивания. После промежуточной области угловой коэффициент становится равным  $-5/3$ , что соответствует асимптотическому случаю б), когда высвечивание снова перестает влиять на спектр. Переход к случаю б) наступает при тем меньших  $x$ , чем меньше значение параметра  $d$ .

График численного решения уравнения (9) при различных значениях параметров  $d$  и  $f$

По оси абсцисс отложен логарифм безразмерного волнового числа, по оси ординат — логарифм безразмерного спектра



## Заключение

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Влияние высвечивания на спектр турбулентности заключается в том, что в интервале волновых чисел, которому соответствуют масштабы движений, сравнимые с длиной свободного пробега кванта ( $1/\kappa$ ) и меньшие, вплоть до порядка колмогоровского микромасштаба  $\eta$ , спектр становится круче, чем при отсутствии высвечивания. Например, тем значениям  $k$ , которым без высвечивания соответствует показатель спектра —  $5/3$  (колмогоровский спектр), при наличии высвечивания соответствует показатель — 3.

2. Физически влияние высвечивания на турбулентность объясняется тем, что в указанном интервале турбулентные вихри успевают потерять путем высвечивания значительную долю своей энергии прежде, чем они распадутся под воздействием сил инерции (или, что то же, вследствие турбулентной неустойчивости).

3. Поскольку в звездных атмосферах масштабы макротурбулентных вихрей порядка или больше длины свободного пробега кванта, а для микротурбулентных вихрей имеет место обратное соотношение, высвечивание должно влиять на коротковолновую часть спектра макротурбулентности (или на длинноволновую часть спектра микротурбулентности). Это влияние аналогично влиянию ударных волн [9] на турбулентность в звездных атмосферах.

В заключение выражаю благодарность Р. Е. Гершбергу за ценные замечания, а также Г. А. Козловой за вычисления на ЭВМ.

Декабрь 1970 г.

## Литература

1. E. A. Spiegel. *Astrophys. J.*, 1957, **126**, 202.
2. E. A. Spiegel. *Astrophys. J.*, 1960, **132**, 716.
3. А. С. Монин, А. М. Яглом. *Статистическая гидромеханика*, ч. II. М., 1967.
4. J. E. Moual. *Proc. Cambridge Philos. Soc.*, 1952, **48**, 329.
5. L. S. G. Ková sz n a u. *J. Aeronaut. Sci.*, 1948, **15**, 745.
6. S. R a n c h e v. *Phys. Fluids*, 1969, **12**, 935.
7. О. П. Голландский. *Дисс. КАО*, 1969, гл. III.
8. «Солнце», под ред. Дж. Койпера. *ИЛ*, 1957, стр. 113.
9. О. П. Голландский, А. Т. Чуб. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1966, **35**, 34.

ЯРКОСТИ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ  
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап

По записям на двойном магнитографе изучалась связь между яркостями, а также яркостями и магнитными полями в активных областях на Солнце.

Распределение яркости в активных областях, измеренных в центральных частях линий  $K_3$  Ca II,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I,  $D_1$  Na I,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и в непрерывном спектре  $\lambda 6100 \text{ \AA}$ , сравнивалось с распределением яркости в центре линии  $H_\alpha$ . Найдено, что с ростом яркости в  $H_\alpha$  яркость в неводородных линиях и в непрерывном спектре увеличивается.

Для водородных линий при малых значениях яркости в  $H_\alpha$  (1,0—1,1) наблюдаются две зависимости поведения яркости в  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Одна зависимость дает рост яркости в линиях  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  с ростом яркости в  $H_\alpha$ . Другая зависимость дает сначала понижение яркости с ростом яркости в  $H_\alpha$ , а в дальнейшем с ростом яркости в  $H_\alpha$  яркость в линиях  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  возрастает.

По избытку яркости оценено превышение температуры в активных областях по сравнению с невозмущенными. Превышение температуры больше в тех местах, где больше напряженность магнитного поля (кроме пятен).

THE BRIGHTNESSES AT DIFFERENT LEVELS IN THE SOLAR ACTIVE REGIONS by *S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap*.—Relations between the brightness of different lines and between the brightnesses and magnetic fields at different levels in active regions are studied. The records of magnetic fields and brightnesses were made in the Ca II  $K_3$ ,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I, Na I  $D_1$ ,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I lines and in continuous spectrum  $\lambda 6100 \text{ \AA}$  with the double magnetograph. The distributions of the brightnesses in active regions of all spectral lines and of the continuous spectrum were compared with distribution in  $H_\alpha$ .

It is found that the brightness in all lines except  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  and in continuous spectrum increase with  $H_\alpha$ -brightness.

There are two types of behaviour of brightness in the case of hydrogen lines for low values of  $H_\alpha$ -brightness (1.0—1.1). In the first case the brightnesses in  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  and  $H_\delta$  increase with  $H_\alpha$ -brightness. In the second case the brightness in  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  first decreases and then increases with the increase of the  $H_\alpha$ -brightness.

The brightness excesses were used to estimate the temperature excesses in active regions. The temperature excesses increase with increasing of the magnetic field strength (except sunspots).

Наиболее полное представление о распределении яркости в активных областях на Солнце можно получить по спектрогелиограммам. Количественное изучение спектрогелиограмм, снятых в разных линиях, приведено в [1, 2]. Количественное изучение их связано с трудоемкой фотометрической обработкой и поэтому проведено только для отдельных линий [3—6].

Эффективным методом получения распределения яркости по поверхности Солнца является использование солнечного магнитографа. Связь между яркостями на разных уровнях в активных областях на Солнце ранее изучалась по некоторым линиям с помощью магнитографа [7—9].

Однако выполненные лишь по отдельным линиям исследования недостаточны для суждения о стратификации физических условий в активных областях.

Здесь мы изучаем связь между распределением яркостей в активных областях на Солнце в разных линиях, а также связь между яркостями и магнитными полями по записям во многих линиях. Записи яркостей (одновременно с магнитными полями и лучевыми скоростями) выполнены на двойном магнитографе [10] по следующим линиям:  $\text{Ca II K}_3$ ,  $\text{H}_\alpha$ ,  $\text{H}_\beta$ ,  $\text{H}_\gamma$ ,  $\text{H}_\delta$ ,  $\lambda 4227 \text{ Ca I}$ ,  $\lambda 5184 \text{ Mg I}$ ,  $\text{Na I D}_1$ ,  $\lambda 5250 \text{ Fe I}$ . Магнитные поля и лучевые скорости записывались в крыльях линий, а яркости — в центральных частях линий и в непрерывном спектре в области  $\lambda 6100 \text{ \AA}$ .

Из большого материала наблюдений для изучения мы отобрали только те записи 25 активных областей, которые были получены по разным линиям одновременно с  $\text{H}_\alpha$ . Линия  $\text{H}_\alpha$  была взята за опорную. При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами разрезов, равном  $6''$ ,  $7$ . Скорость сканирования для большинства записей составляла  $1''$ ,  $87$  в секунду. Ширина и высота входной щели спектрографа равнялись  $0,3 \times 1,0 \text{ мм}^2$  или  $0,3 \times 0,5 \text{ мм}^2$  при диаметре изображения Солнца  $200 \text{ мм}$ . Ширины щелей фотометров, при которых проводились записи яркостей в разных линиях, приведены в табл. 1 (размеры щелей фотометров, использованных для записи магнитных полей и лучевых скоростей, приведены в [11]). В первом и третьем столбцах табл. 1 указаны линии, по которым велись записи яркостей, а во втором и четвертом столбцах — ширины щелей фотометров в ангстремах.

Таблица 1

$\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta l, \text{ \AA}$	$\lambda, \text{ \AA}$	$\Delta l, \text{ \AA}$
$\text{K}_3$	0,08	4227	0,093
$\text{H}_\alpha$	0,50	5184	0,073
$\text{H}_\beta$	0,230	5896	0,154
$\text{H}_\gamma$	0,127	5250	0,073
$\text{H}_\delta$	0,137		

Изучаемые активные области находились вблизи центрального меридиана (не дальше  $30^\circ$ ). Все записи были сделаны при хороших атмосферных условиях, когда Солнце находилось вблизи кульминации, что существенно уменьшало влияние атмосферной дисперсии. Размеры участков поверхности Солнца, в которых проводились измерения, всегда превышали размеры активной области. Это дало возможность выражать яркость для каждого разреза в активной области —  $I_\phi$  в единицах яркости соседней невозмущенной области —  $I_n$ , а также следить за изменением прозрачности. Значения яркости снимались в точках невозмущенного Солнца по обе стороны от активной области в местах, где магнитное поле равнялось нулю. По данным измерений были построены карты распределения яркостей и магнитных полей в активных областях. В дополнение к этому мы использовали спектрогелиограммы, снятые в центральных частях линий  $\text{H}_\alpha$ ,  $\text{H}_\beta$ ,  $\text{H}_\gamma$ ,  $\text{H}_\delta$  и  $\text{K Ca II}$ .

Рассмотрение карт яркостей и спектрогелиограмм, снятых в центре линии  $\text{H}_\alpha$  и  $\text{K}_3$ , показало, что яркие области часто окружены узкой полоской, яркость которой на несколько процентов меньше яркости соседнего невозмущенного участка Солнца.

В центре линий  $\text{H}_\beta$ ,  $\text{H}_\gamma$  и  $\text{H}_\delta$  яркость почти всей активной области меньше яркости невозмущенных областей Солнца. В свою очередь, она

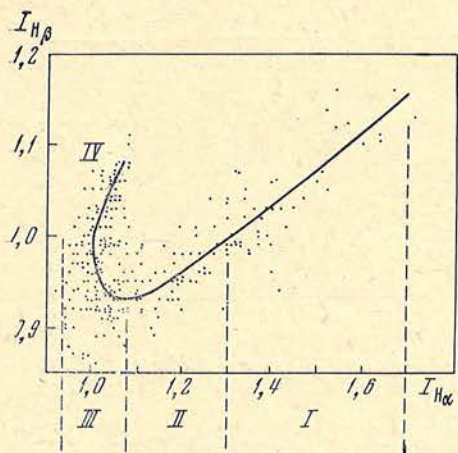
иногда в целом окружена кольцом повышенной яркости, которое лучше всего видно в свете ядра линии  $H_{\delta}$ . Сами пятна также окаймлены областью повышенной яркости, которая меньше или равна яркости невозмущенного Солнца. Это близко к тому, что наблюдается в крыльях на расстоянии  $\pm 0,5 \text{ \AA}$  от центра  $H_{\alpha}$  [2]. Для количественного изучения мы построили зависимости  $I_{\lambda_i}$  от  $I_{H_{\alpha}}$  по каждой паре записей. Для яркости в каждой линии и в непрерывном спектре за единицу принято значение яркости в невозмущенной области Солнца. При построении зависимостей  $I_{\lambda_i}$  от  $I_{H_{\alpha}}$  области солнечных пятен и волокон исключались. Примеры таких зависимостей приведены на фиг. 1—8. Сплошная кривая дает средний ход соответствующей зависимости. Из фиг. 1—8 видно, что всюду вырисовывается четкая зависимость между яркостью в ядре линии  $H_{\alpha}$  и яркостью во всех остальных линиях.

На фиг. 9 приведена зависимость между яркостью в непрерывном спектре в области  $6100 \text{ \AA}$  и яркостью в линии  $K_3$  для активной области. По оси ординат отложена яркость в непрерывном спектре, а по оси абсцисс — яркость в  $K_3$ . Несмотря на большой разброс точек, в среднем имеется некоторый рост яркости в непрерывном спектре с увеличением яркости в линии  $K_3$ . Отметим, что аналогичная связь между яркостями в линии  $5250 \text{ \AA}$  и непрерывном спектре была найдена ранее [8].

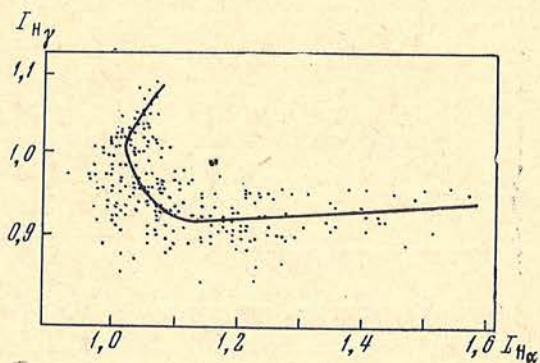
Из фиг. 1—9 видно, что зависимости между яркостями можно разделить на две группы. К первой группе относятся зависимости между яркостями в линии  $H_{\alpha}$  и всеми другими неводородными линиями. Для этих зависимостей характерно то, что с ростом яркости в линии  $H_{\alpha}$  наблюдается непрерывное возрастание яркости в других линиях. Ко второй группе относятся зависимости между яркостями в водородных линиях. Примечательная особенность этих зависимостей заключается в том, что при малых значениях яркости в  $H_{\alpha}$  наблюдается две зависимости в поведении яркостей в  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$ . Одна зависимость дает рост яркости в линиях  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  с увеличением яркостей в  $H_{\alpha}$ . Наибольшего значения яркость в  $H_{\beta}$  достигает 1,1 при величине яркости в  $H_{\alpha}$ , равной 1,07. Другая зависимость дает понижение яркости в линиях  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  с ростом яркости в  $H_{\alpha}$ . Достигнув минимального значения, яркости в  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  возрастают в дальнейшем с ростом яркости в  $H_{\alpha}$ .

Сравнение одних и тех же зависимостей для разных активных областей показало, что они остаются подобными для флоккулов различной яркости в  $H_{\alpha}$ . Для активных областей с малой яркостью флоккулов в  $H_{\alpha}$  понижение и в дальнейшем повышение яркости в других водородных линиях тоже мало. При сравнении активных областей с  $H_{\alpha}$ -флоккулами одинаковой максимальной яркости зависимости между яркостями в соответствующих линиях получаются практически одинаковыми. Воспользовавшись этим, мы усреднили зависимости между яркостями, полученные в одних и тех же линиях для разных активных областей, но с одинаковой максимальной яркостью в  $H_{\alpha}$ . Все усредненные зависимости представлены на фиг. 10. Для нанесения на фиг. 10 зависимости яркости в непрерывном спектре от яркости в  $H_{\alpha}$  мы воспользовались связью между яркостями в  $H_{\alpha}$  и  $K_3$  (фиг. 4). Здесь по оси абсцисс отложена яркость в линии  $H_{\alpha}$ , а по оси ординат — яркости во всех остальных линиях и в непрерывном спектре. Длина волны линии указана рядом с соответствующей кривой.

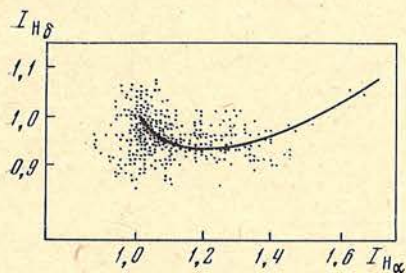
Из фиг. 10 видны все особенности поведения яркостей в разных линиях от яркости в  $H_{\alpha}$ . Для водородных линий наиболее быстрое убывание яркости наблюдается в линии  $H_{\beta}$ . Минимальная величина яркости в  $H_{\beta}$  — 0,9 наблюдается при значении яркости в  $H_{\alpha}$ , равной примерно 1,07. При дальнейшем увеличении яркости в  $H_{\alpha}$  яркость в  $H_{\beta}$  тоже растет и достигает величины яркости невозмущенного диска при  $I_{H_{\alpha}} \approx 1,35 \div 1,40$ . При больших значениях яркости в  $H_{\alpha}$  флоккулы в  $H_{\beta}$  наблюдаются в эмиссии.



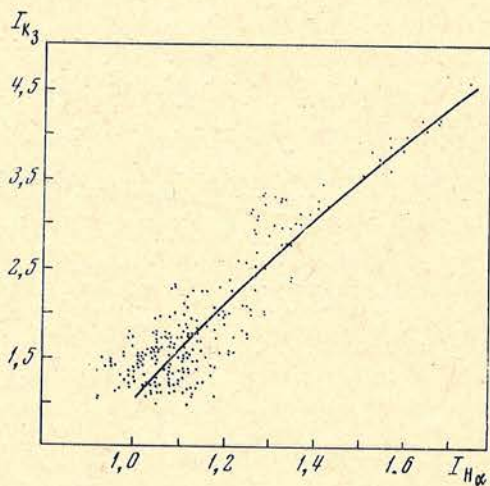
Фиг. 1. Зависимость яркости в  $H_{\beta}$  от яркости в  $H_{\alpha}$  в активной области 10.IX 1967 г.



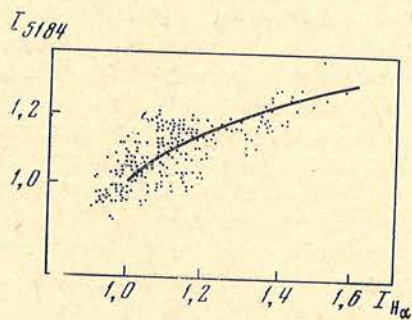
Фиг. 2. Зависимость яркости в  $H_{\gamma}$  от яркости в  $H_{\alpha}$  в активной области 16.IX 1967 г.



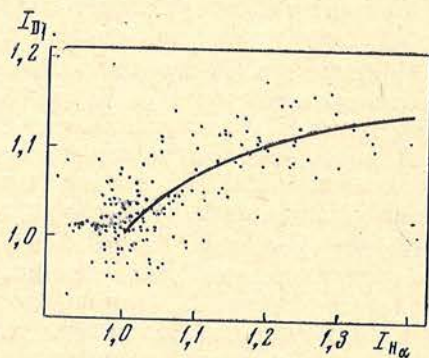
Фиг. 3. Зависимость яркости в  $H_{\delta}$  от яркости в  $H_{\alpha}$  в активной области 6.VII 1969 г.



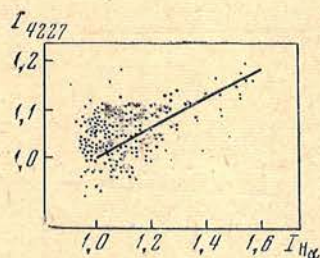
Фиг. 4. Зависимость яркости в  $K_3$  Ca II от яркости в  $H_{\alpha}$  активной области 13.VIII 1967 г.



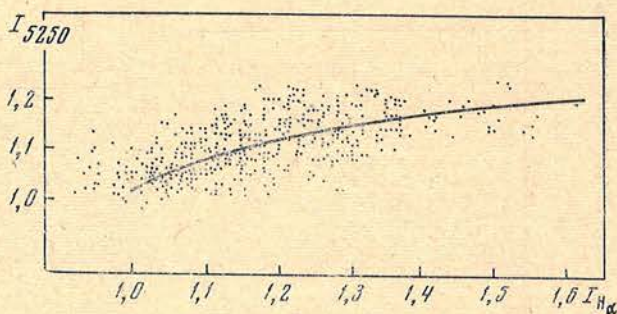
Фиг. 5. Зависимость яркости в  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I от яркости в  $H_{\alpha}$  в активной области 5.VII 1969 г.



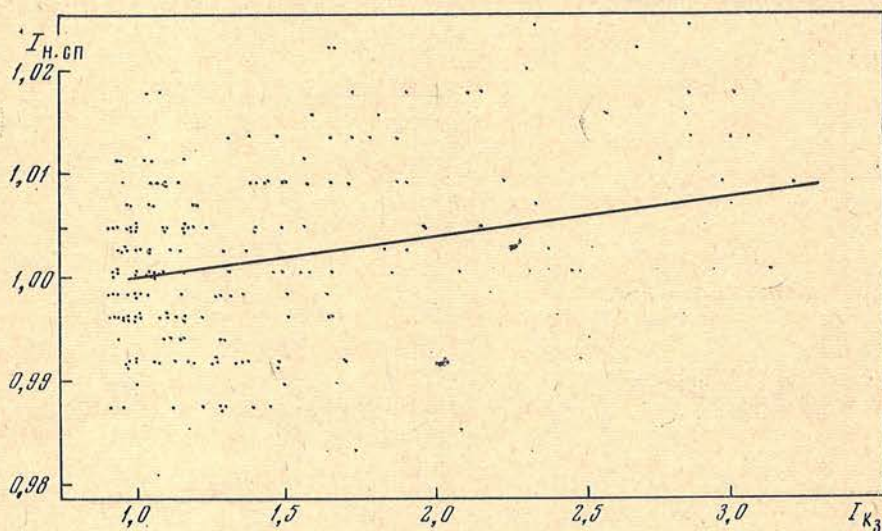
Фиг. 6. Зависимость яркости в  $D_1$  Na I от яркости в  $H_{\alpha}$  в активной области 10.VI 1968 г.



Фиг. 7. Зависимость яркости в  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I от яркости в  $H_{\alpha}$  в активной области 5.VII 1969 г.



Фиг. 8. Зависимость яркости в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I от яркости в  $H_{\alpha}$  в активной области 8.X 1966 г.



Фиг. 9. Зависимость яркости в непрерывном спектре  $\lambda 6100 \text{ \AA}$  от яркости в  $K_3$  Ca II в активной области 10.IX 1967 г.

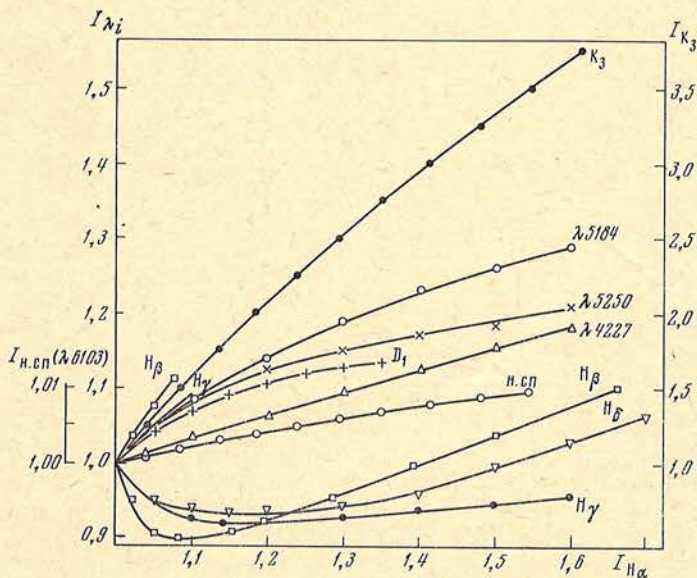
Яркость в  $H_{\gamma}$  по сравнению с яркостью в  $H_{\beta}$  убывает слабее и достигает минимального значения, равного 0,92 при значении  $I_{H_{\alpha}} \approx 1,15$ . По мере роста яркости в  $H_{\alpha}$  яркость в  $H_{\gamma}$  увеличивается очень медленно и в нашем случае при яркости в  $H_{\alpha}$ , равной 1,60, достигает значения 0,96. Это значит, что в линии  $H_{\gamma}$  флоккулы практически в эмиссии не наблюдаются.

Яркость в  $H_{\delta}$  по сравнению с яркостью  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  убывает менее круто с ростом яркости в  $H_{\alpha}$ . Минимальная величина яркости составляет 0,94. Затем яркость равна единице при  $I_{H_{\alpha}} \approx 1,50$  и далее в центре линии появляется эмиссия. Таким образом, на основании данных фиг. 10 можно заключить, что наибольшее понижение интенсивности во флоккулах наблюдается в линии  $H_{\beta}$ . При переходе к более высоким линиям серии Бальмера понижение интенсивности уменьшается.

Понижение яркости активных областей в линиях  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  по сравнению с невозмущенным участком Солнца можно объяснить наличием самопоглощения [3], которое уменьшается при переходе к более высоким членам серии Бальмера.

Далее, используя зависимости между яркостями в водородных линиях, на картах яркостей и магнитных полей мы отметили места, которые дают различные участки зависимостей на фиг. 1—3. Это позволило нам по характеру зависимостей между яркостями отчетливо выделить внутри активной области четыре типа областей: две области повышенного свечения (яркость больше яркости невозмущенного участка Солнца) и две области с пониженной яркостью (яркость меньше яркости невозмущенного). Первый тип — это области повышенной яркости в  $H_\beta$  (часть I кривой на фиг. 1), которые совпадают с максимальной яркостью флоккулов в  $H_\alpha$  и максимальной напряженностью холмов продольного магнитного поля. В  $H_\gamma$  яркость этих областей меньше яркости невозмущенных участков. Второй тип — область пониженной яркости (часть II кривой на фиг. 1), соответствующая возрастанию яркости от минимального значения до величины яркости невозмущенного Солнца. Она окружает самую яркую область в  $H_\beta$  и располагается в местах относительно больших магнитных полей, на склонах магнитных холмов. Третий тип — это область с наиболее быстрым спадом яркости от величины невозмущенного участка Солнца до минимального значения (часть III кривой на фиг. 1). Она окружает область пониженной яркости (участок II кривой) и располагается на периферии основных холмов магнитного поля активной области. Четвертый тип — области повышенной яркости в  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  (зависимость IV фиг. 1). Они совпадают с местами малой эмиссии в  $H_\alpha$ . Напряженность продольного магнитного поля в этих местах не сильно превышает величину поля вне активной области.

По одновременным записям магнитного поля в активных областях мы построили зависимости между продольными магнитными полями, измеренными по разным линиям. Здесь за опорную была взята линия  $\lambda 6103 \text{ \AA}$ . Примеры зависимостей между продольными магнитными полями приведены на фиг. 11—15. Калибровка указана на каждой из фигур. Из фиг. 11—15 видно, что между магнитными полями на разных уровнях в активной области имеется тесная связь, что согласуется с [10]. Связь между магнитными полями практически не меняется с увеличением расстояния между уровнями образования линий, по которым измерены маг-



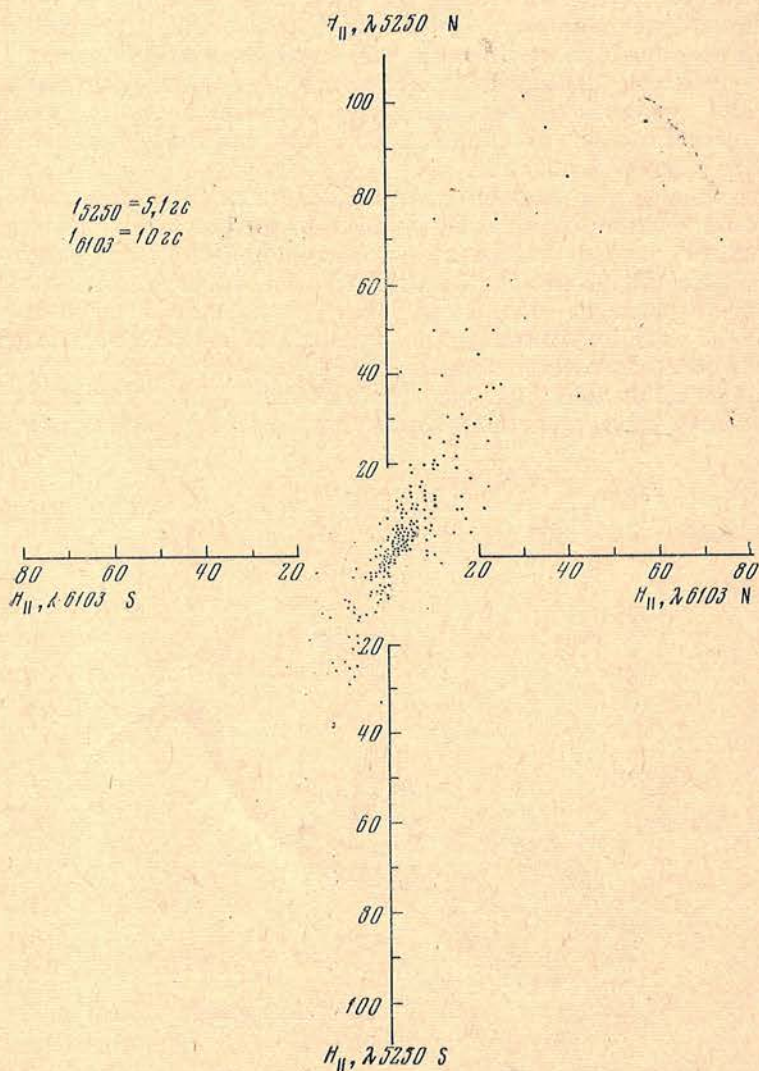
Фиг. 10. Зависимость усредненных яркостей в  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $K_3$  Ca II,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I и в непрерывном спектре  $\lambda 6100 \text{ \AA}$  от яркости в  $H_\alpha$

нитные поля. Это дает основание заключить, что в среднем магнитные поля проникают в верхние слои атмосферы Солнца без существенных изменений.

Наличие тесной связи между магнитными полями и яркостями на разных уровнях, а также наличие тесной связи между яркостью флоккулов в  $H_{\alpha}$  и магнитными полями [7] позволило представить ход избытка яркостей для разных линий  $\Delta I_{\lambda_i} = I_{\lambda_i} - 1$  в зависимости от величины напряженности продольного магнитного поля. По нашим измерениям зависимость избыточной яркости в  $H_{\alpha}$  от величины напряженности продольного магнитного поля в линии  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  можно представить выражением

$$\Delta I_{H_{\alpha}} = 1,35 \cdot 10^{-2} H_{\parallel}^{2/3}. \quad (1)$$

Здесь  $H_{\parallel}$  выражено в гауссах. (Магнитные поля взяты по измерениям в линии  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  потому, что она очень чувствительна к магнитному полю (большое  $g\lambda^2$ ). На основании соотношения (1) мы представили на



Фиг. 11. Зависимость между напряженностями продольного магнитного поля в линиях  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I в активной области 13.VIII 1968 г.



фиг. 16 зависимости избытка излучения во всех линиях и в непрерывном спектре от величины напряженности магнитного поля в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$ .

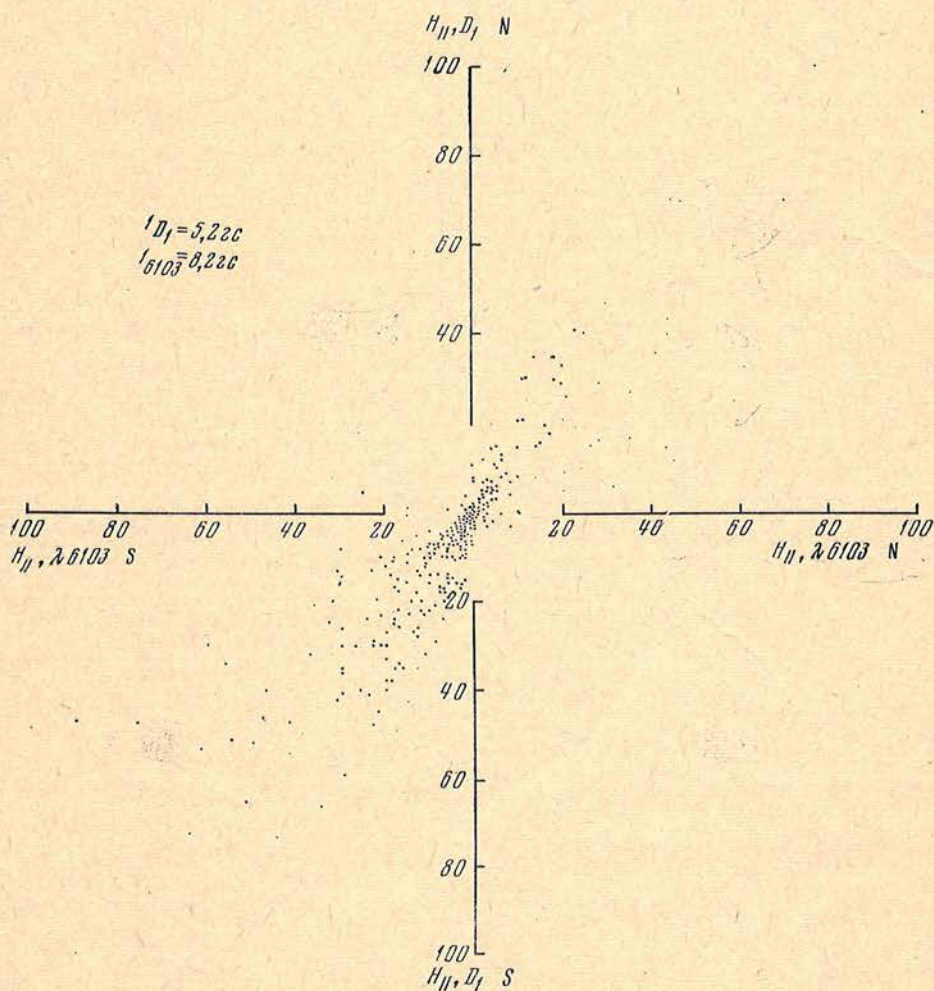
Используя величины избыточного излучения в линиях  $K_3$ ,  $H_\alpha$ ,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  и непрерывном спектре, мы сделали оценки превышения температуры в активной области по сравнению с невозмущенной. Величины  $\Delta T_{\lambda_i}$  были взяты на фиг. 16 при значении  $H_{\parallel} = 260 \text{ гс}$ .

Согласно [12], оптическая толща в центрах линий  $K_3$ ,  $H_\alpha$ ,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  и  $\lambda 4227 \text{ \AA}$   $\tau_0 \gg 1$ . В этом случае выражение для интенсивности выходящего излучения в центре линии можно записать [12]:

$$S_0 = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left( \frac{b_k}{b_j} e^{h\nu/kT} - 1 \right), \quad (2)$$

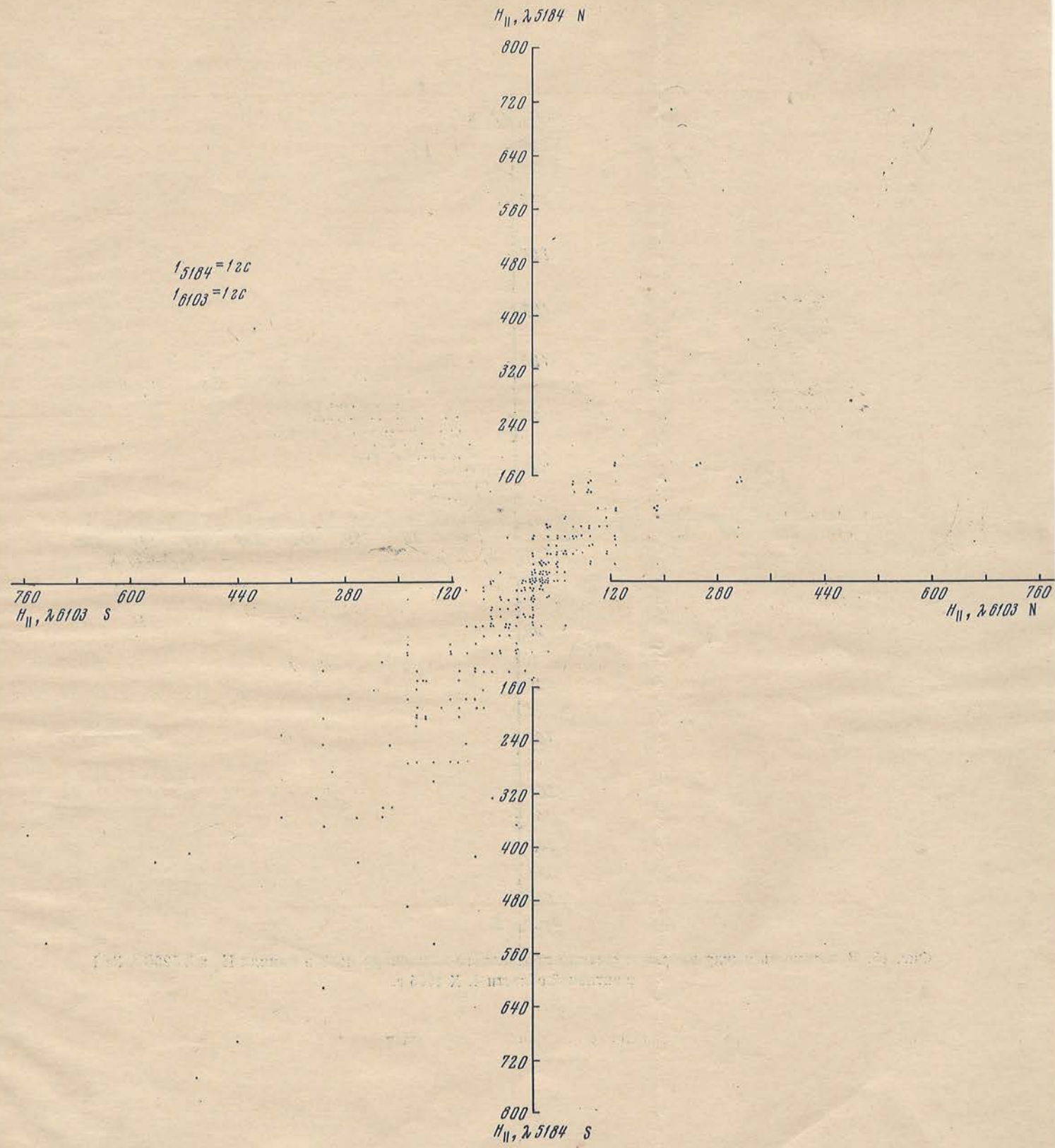
где  $b_j$  и  $b_k$  характеризуют отклонение от термодинамического равновесия.

При вычислениях мы пренебрегли единицей в скобках по сравнению с членом с экспонентой и приняли, что  $b_k/b_j$  в активной области такое же, как в невозмущенной. Значение температуры невозмущенной области на уровне образования линий  $K_3$ ,  $H_\alpha$ ,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  и  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  были взяты из [13]. Результаты вычислений превышения температуры в активной области по сравнению с невозмущенной приведены во втором столбце табл. 2. Превы-

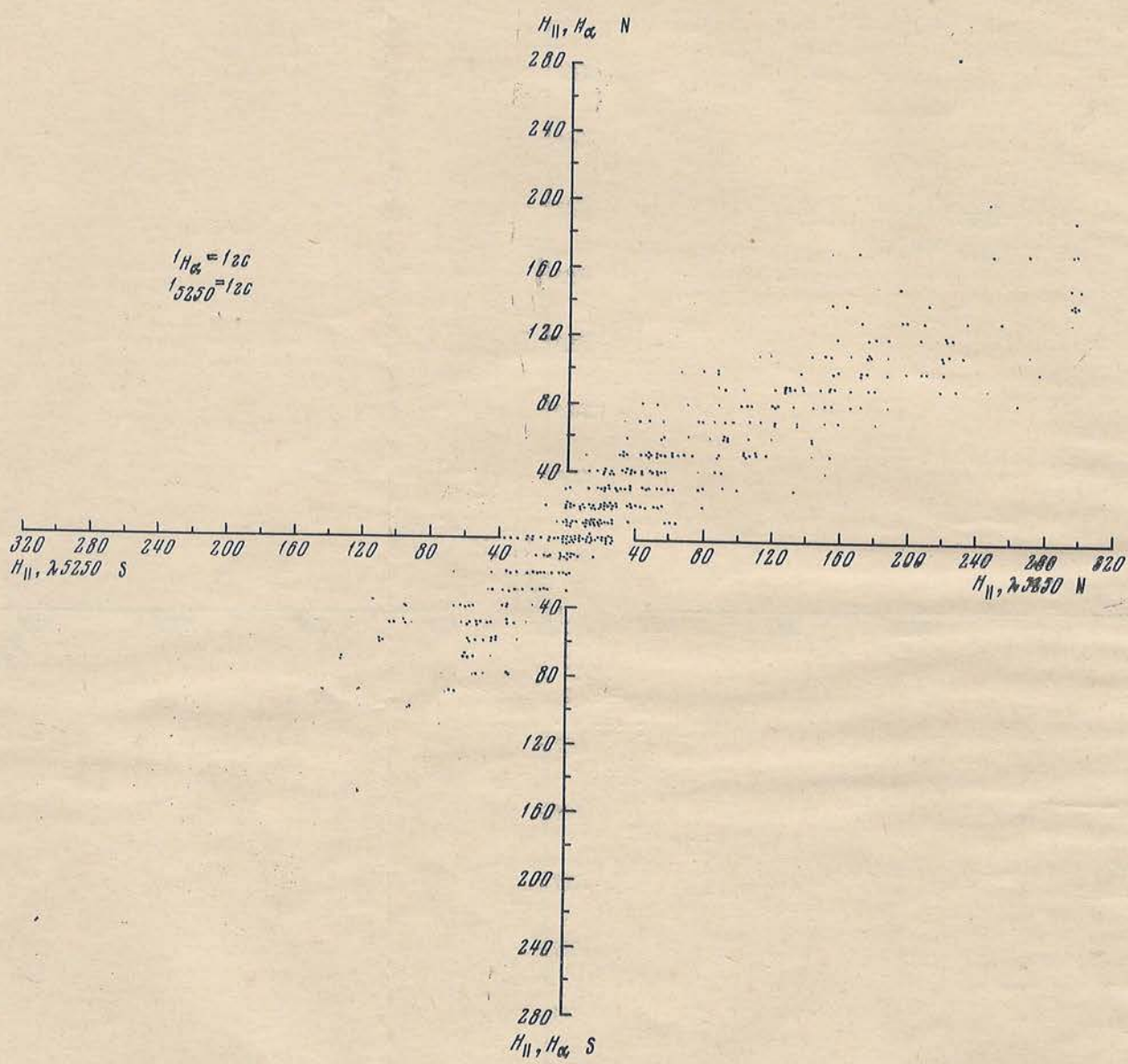


Фиг. 12. Зависимость между напряженностями продольного магнитного поля в линиях  $D_1 \text{ Na I}$  и  $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$  в активной области 10.VI 1968 г.

7.46 98+



Фиг. 13. Зависимость между напряженностями продольного магнитного поля в линиях  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I и  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I в активной области 16. IX 1968 г.



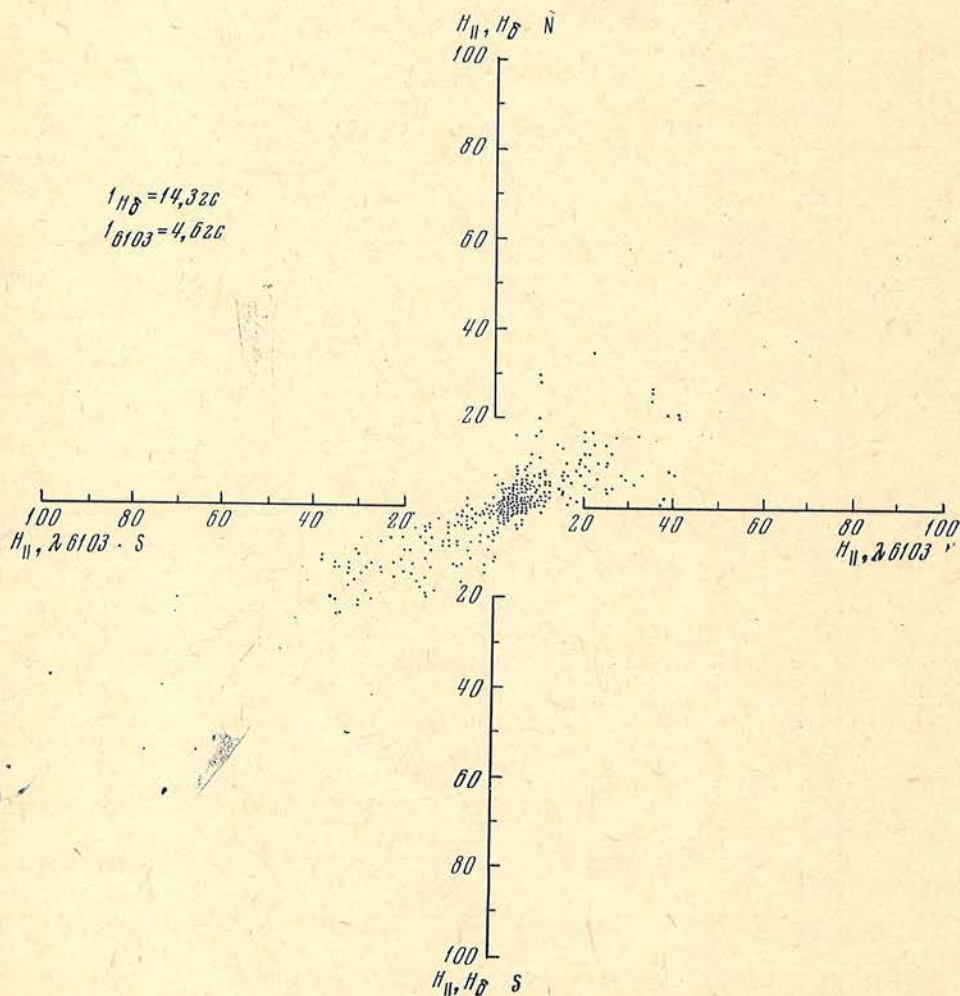
Фиг. 15. Зависимость между напряженностями продольного магнитного поля в линиях  $H_{\alpha}$  и  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I в активной области 4. X 1965 г.

шение температуры в активной области по избыточному излучению в непрерывном спектре мы вычисляли по формуле Планка при температуре невозмущенного Солнца, равной  $5720^{\circ}\text{K}$ . Результат вычислений приведен в табл. 2.

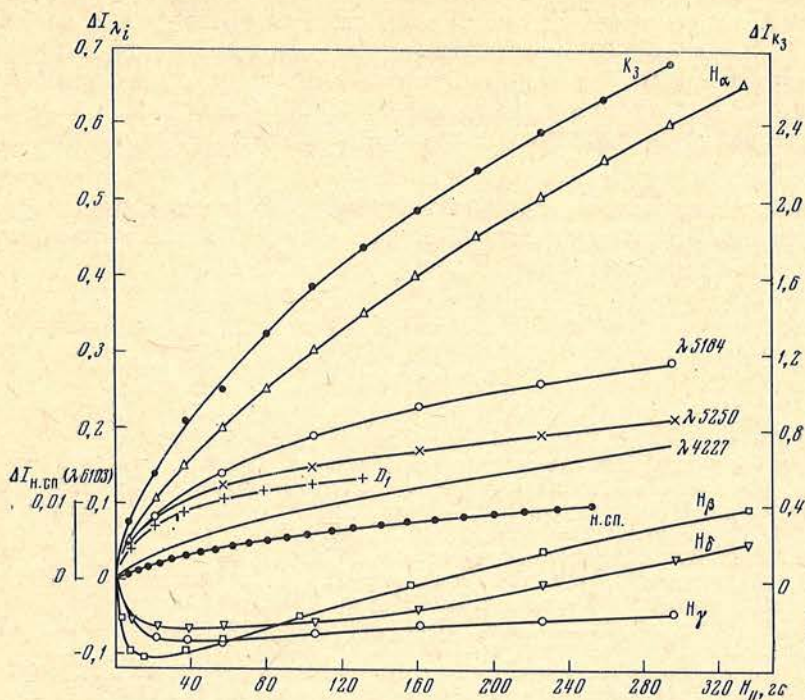
Таблица 2

$\lambda, \text{A}$	$\Delta T^{\circ}$	$\Delta \epsilon, \text{эрг/см}^3$	$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$	$\lambda, \text{A}$	$\Delta T^{\circ}$	$\Delta \epsilon, \text{эрг/см}^3$	$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}$
$\text{H}_{\alpha}$	1100	$2,3 \cdot 10^{-2}$	0,145	5184	200	84	0,04
$\text{K}_{3}$	1200	$4,5 \cdot 10^{-2}$	0,166	Непрерывный спектр	15	410	0,003
4227	120	4,2	0,04				

Приняв плотность вещества в активной области такую же, как в невозмущенной атмосфере, мы вычислили по превышению температур избыток плотности внутренней энергии  $\Delta \epsilon$ , а также относительное увеличение внутренней энергии  $\Delta \epsilon / \epsilon$ . Эти величины приведены в третьем и четвертом столбцах табл. 2. Очевидно, что при уменьшении или увеличении напря-



Фиг. 14. Зависимость между напряженностями продольного магнитного поля в линиях  $\text{H}_{\beta}$  и  $\lambda 6103 \text{A}$  Ca I в активной области 1.VII 1969 г.



Фиг. 16. Зависимость избытков яркости в линиях и в непрерывном спектре от напряженности продольного магнитного поля в линии  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I

женности магнитного поля мы получим соответственно меньшее или большее превышение температуры в активной области.

Из табл. 2 видно, что при переходе от фотосферы к хромосфере превышение температуры в активной области относительно невозмущенной становится более значительным. Поэтому для нагрева активной области должен существовать весьма эффективный механизм переноса энергии от нижних слоев к верхним. Кроме того, этот механизм должен быть весьма чувствителен к величине магнитного поля, так как с ростом напряженности поля яркость и температура увеличиваются. Таким образом, из сказанного следует, что места концентрации магнитного поля, пронизывающего всю толщу активной области, являются местами повышенного излучения (исключая пятна) и более высокой температуры. Так как холмы магнитного поля совпадают с повышенным излучением также вне активных областей [9], то можно ожидать, что и здесь места большей напряженности магнитного поля являются местами повышенной температуры.

Полученные результаты находятся в противоречии с общепринятой моделью супергранул, согласно которой холмы магнитного поля и узлы яркости совпадают с местами опускания газа [14].

Действительно, при малых изменениях температуры  $T$ , плотности  $\rho$  и давления  $p$  уравнение движения можно записать в виде [15]

$$\rho_0 \frac{dv}{dt} = -\nabla p' - \rho_0 \beta g \Delta T, \quad (3)$$

где  $\beta$  — коэффициент теплового расширения газа,  $p'$  — изменение давления,  $g$  — сила тяжести. Так как  $\Delta T$  положительное, то отсюда видно, что сила  $-\rho_0 \beta g \Delta T$  направлена вверх. И для того, чтобы газ опускался, нужна дополнительная сила, которая компенсировала бы подъемную силу и дополнительно создавала движение газа вниз. Принимая в фотосфере на уровне образования линий  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  и  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  значение  $\Delta T \sim 20^\circ$ ,

$\rho \sim 10^{-7} \text{ г/см}^3$ , находим, что подъемная сила на единицу объема составляет  $\sim 10^{-5} \text{ дин/см}^3$ . Так как на свободной поверхности трудно предположить наличие таких больших сил, то более естественным казалось бы, что опускание газа должно коррелировать с темными местами, а не яркими. Последнее является серьезным возражением против общепринятой модели супергранул.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, а также Н. И. Райковой за помощь в обработке материала наблюдений.

Ноябрь 1970 г.

#### Литература

1. L. D'Ambujá. Ann. Obs. Paris, 1930, 8, fasc. II.
2. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 279.
3. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1951, 7, 3.
4. Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 162.
5. C. De Jager. Bull. Astron. Inst. Netherl., 1957, 13, 133.
6. J. V. Røedson. Astrophys. J., 1955, 121, 204.
7. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 265.
8. Д. А. Кузнецов, В. Е. Степанов. Сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС», вып. 4. М., «Наука», 1967, стр. 82.
9. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 174.
10. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
11. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 15.
12. Р. Томас, Р. Атей. Физика солнечной хромосферы. М., 1965.
13. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
14. G. W. Simon, R. V. Leighton. Astrophys. J., 1964, 140, 1120.
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М., 1954.

## О НАГРЕВЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап

Рассмотрены возможности нагрева активных областей на Солнце ударными волнами, альвеновскими волнами и за счет джоулевой диссипации в частично ионизованном газе. Показано, что наиболее вероятным механизмом нагрева являются джоулевы потери.

ON THE HEATING OF THE SOLAR ACTIVE REGIONS, by S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap.—The heating of the solar active regions by shock waves, hydromagnetic waves and Joule losses in partially ionized gas is considered. It is shown that Joule heating plays the most important role in the heating of active regions.

В настоящее время считается, что нагрев активной и невозмущенной хромосферы обусловлен диссипацией различного типа волн. На возможность нагрева хромосферы волнами сжатия обратили внимание Бирман и Шварцшильд [1, 2]. Дальнейшее развитие идеи Бирмана и Шварцшильда получили в работе Шацмана [3]. В [3] было показано, что звуковые волны при распространении в среде с убывающей плотностью перерождаются в ударные, которые диссипируют весьма эффективно. Ударные волны не могут стать сильными из-за большой диссипации энергии. Переход звуковых волн в ударные и величина диссипирующей энергии были рассчитаны в [4]. При этом наличие магнитного поля не принималось во внимание.

Движения среды в магнитном поле порождают магнитогидродинамические волны, которые также могут нагревать хромосферу [5—8]. Однако низкочастотные магнитогидродинамические волны затухают слабо и не могут обеспечить нагрев хромосферы. В связи с этим нагрев хромосферы волнами был рассмотрен в [9] с учетом взаимодействия разных типов волн при их распространении. Взаимодействие разных типов волн приводит к тому, что достаточно большой поток замедленных магнитогидродинамических волн проникает в хромосферу. В хромосфере они переходят в слабые ударные волны, диссипация которых обеспечивает нагрев хромосферы. При нагреве активных областей ударными волнами в местах максимальной яркости флоккулов должны наблюдаться направленные вверх движения газа. Но в [10—12] было показано, что максимальные яркости в узлах флоккулов, а также в узлах, образующих хромосферную сетку, располагаются в местах, где лучевые скорости равны нулю. На основании этих результатов в [11, 13, 14] указывалось, что нагрев хромосферы ударными волнами не может быть определяющим.

Рассмотрим более подробно нагрев хромосферы ударными волнами, магнитогидродинамическими волнами и за счет джоулевых потерь.

## 1. Ударные волны

Наличие хорошей связи между яркостью флоккулов и продольным магнитным полем требует, чтобы ударные волны распространялись в основном вдоль магнитного поля. Поэтому мы рассматривали ударные волны без учета магнитного поля.

Ударная волна, как известно, нагревает газ и создает его направленное движение. Движение газа за фронтом ударной волны направлено в сторону распространения фронта.

В неподвижной системе координат скорость газа за фронтом ударной волны  $u_{2H}$  можно записать в виде [15]

$$u_{2H} = \sqrt{\frac{2p_1}{(\gamma-1)\rho_1} \frac{(p_2/p_1 - 1)^2}{1 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{p_2}{p_1}}}, \quad (1)$$

где  $p$  — давление газа,  $\rho$  — плотность и показатель адиабаты  $\gamma = 5/3$ . Величины, характеризующие состояние газа перед фронтом ударной волны, обозначаем индексом 1, а на фронте — индексом 2.

Теперь запишем уравнение Бернулли для газа за фронтом, движущегося в поле тяжести:

$$w_2 + \frac{u_{2H}^2}{2} = w_0 + \frac{u_{0H}^2}{2} + g(z_0 - z_2), \quad (2)$$

где  $w$  — тепловая функция,  $g$  — величина ускорения силы тяжести и  $z$  — координата, отсчитываемая вертикально вверх. Индекс 0 относится к поднимающемуся газу после прохождения ударной волны.

Если сила ударной волны не очень существенно меняется на расстоянии  $z_0 - z_2$ , то  $w_2 \approx w_0$ . Тогда, полагая  $u_{0H} = 0$ , из уравнения (2) определим высоту ( $z_0 - z_2$ ), на которую поднимается газ в поле тяжести:

$$\Delta z = z_0 - z_2 = \frac{u_{2H}^2}{2g}. \quad (3)$$

Время, в течение которого газ поднимается, можно грубо представить в виде

$$t_{\text{под}} \approx \frac{\Delta z}{u_{2H}} = \frac{u_{2H}}{2g}.$$

Или с использованием (1):

$$t_{\text{под}} \approx \frac{1}{2g} \sqrt{\frac{2p_1}{(\gamma-1)\rho_1} \frac{(p_2/p_1 - 1)^2}{1 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{p_2}{p_1}}}. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что время подъема газа растет с увеличением интенсивности ( $p_2/p_1$ ) ударной волны.

) Далее, на основании ударной адиабаты и адиабаты Пуассона можно показать, что величина энергии, переходящей в тепло при ударном сжатии газа волной любой интенсивности, равна

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon_1 \frac{(\gamma+1) + (\gamma-1) p_2/p_1}{(\gamma-1) + (\gamma+1) p_2/p_1} \left\{ \frac{p_2}{p_1} - \left[ \frac{(\gamma-1) + (\gamma+1) p_2/p_1}{(\gamma+1) + (\gamma-1) p_2/p_1} \right]^\gamma \right\}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы массы газа. При нагреве флоккулов ударными волнами именно эта энергия переходит в излучение.

Обозначим через  $q$  количество энергии, теряемой единицей объема в единицу времени в виде излучения. Тогда время высвечивания определяется как

$$t_{\text{высв}} \approx \frac{\rho \Delta \varepsilon}{q} = \frac{\rho_1}{(\gamma-1)q} \frac{(\gamma+1) + (\gamma-1) p_2/p_1}{(\gamma-1) + (\gamma+1) p_2/p_1} \left\{ \frac{p_2}{p_1} - \left[ \frac{(\gamma-1) + (\gamma+1) p_2/p_1}{(\gamma+1) + (\gamma-1) p_2/p_1} \right]^\gamma \right\}. \quad (6)$$

По (4) и (6) были рассчитаны: 1) время, в течение которого газ поднимается после прохождения ударной волны; 2) время, в течение которого газ высвечивается после нагрева ударной волной, в зависимости от силы ударной волны.



Результаты вычислений при  $q = 2 \cdot 10^{-2}$  эрг/см<sup>3</sup>·сек концентрации нейтральных атомов  $n_a = 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и температура  $T = 7500^\circ$  К, характерных для флоккулов, приведены в таблице.

$p_2/p_1$	$t_{\text{под. сек}}$	$t_{\text{высв. сек}}$	$p_2/p_1$	$t_{\text{под. сек}}$	$t_{\text{высв. сек}}$
1,1	1,04	$7,9 \cdot 10^{-2}$	4,0	17,6	17,9
1,5	4,55	$6,3 \cdot 10^{-1}$	10,0	33,9	108,0
2,0	8,03	1,73	20,0	51,0	288,0

Из данных таблицы видно, во-первых, что для ударных волн слабой интенсивности время подъема газа велико по сравнению с временем высвечивания. Время подъема и время высвечивания газа выравниваются при интенсивности ударных волн  $p_2/p_1 \approx 4$ . При больших значениях интенсивности ударных волн время высвечивания возрастает быстрее, чем время подъема. Во-вторых, время высвечивания газа, нагретого ударными волнами слабой интенсивности ( $p_2/p_1 \approx 1,1 \div 2,0$ ), очень мало и составляет 0,1—2,0 сек, тогда как время подъема 1—8 сек. Поэтому газ значительно раньше высвечивается, чем прекращается его подъем. Следовательно, в местах максимальной яркости флоккулов газ должен подниматься, что не соответствует наблюдениям [10—12].

Далее, чтобы нагреть флоккулы ударными волнами слабой интенсивности и обеспечить непрерывность свечения, ударные волны должны следовать друг за другом через 0,1—2 сек. Формирование с такой частотой ударных волн невозможно. Для солнечной атмосферы формирование ударных волн может происходить через интервалы времени  $\sim 10^2$  сек [9]. В этом случае, как видно из таблицы, непрерывность свечения флоккулов возможна, когда интенсивность ударных волн равна 10. Но это ударные волны необыкновенно большой интенсивности, скорость которых превышает скорость звука в три раза. Возникновение ударных волн такой интенсивности ( $p_2/p_1 \approx 10$ ) в спокойной хромосфере маловероятно. Кроме того, их легко можно было бы обнаружить. Таким образом, нагрев флоккулов ударными волнами представляется маловероятным.

## 2. Джоулевы потери

В полностью ионизованном газе джоулево тепло, выделяемое током, определяется полным током  $j$  и обычной проводимостью и не зависит от магнитного поля [16]

$$Q_{\text{тр}} = \frac{j^2}{\sigma}. \quad (7)$$

При большой проводимости  $\sigma$  порядка  $10^{12}$ — $10^{13}$  CGSE величина энергии, выделяемой током, мала.

Ситуация существенно меняется для частично ионизованного газа. В частично ионизованном газе, если ток течет вдоль магнитного поля, диссипация от трения между тяжелыми частицами мала и джоулевы потери определяются выражением (7), т. е. трением электронов с ионами. Если в частично ионизованном газе ток течет поперек магнитного поля, то от трения ионов с нейтральными атомами диссипация сильно возрастает [16—19]. Согласно [19], полное тепло, выделяющееся от трения между частицами, равно

$$Q_{\text{тр}} = \frac{j^2}{\sigma} + \frac{1}{\alpha_n} \left( \frac{\xi_a}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}_0] - \mathbf{G} \right)^2, \quad (8)$$

где  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $\sigma$  — проводимость,  $\mathbf{H}_0$  — напряженность внешнего магнитного поля,

$$\mathbf{G} = \xi_a \nabla (p_e + p_i) - \xi_i \nabla p_a, \quad (8a)$$

$$\alpha_n = \frac{2}{3} n_i n_a m \alpha_{in} \left( \frac{16kT}{\pi m} \right)^{1/2}. \quad (8б)$$

В выражении (8б) принято, что массы нейтрального атома и иона одинаковы и равны  $m$ ;  $\alpha_{in}$  — эффективное сечение столкновения атома с ионом;  $\xi_a$  и  $\xi_i$  — относительные концентрации нейтральных атомов и ионов;  $n_a$  и  $n_i$  — концентрации нейтральных атомов и ионов;  $p_e$ ,  $p_i$  и  $p_a$  — давления электронов, ионов и атомов соответственно;  $T$  — температура.

Из выражения (8) видно, что, когда ток течет поперек магнитного поля, выделение тепла может быть большим за счет столкновений ионов с нейтральными атомами. В случаях, когда плазма холодная или степень ионизации мала, в выражении (8) можно пренебречь величиной  $\mathbf{G}$ . В последнем случае величина диссипируемой энергии пропорциональна квадрату силы Лоренца.

Пользуясь уравнениями движения трехкомпонентной плазмы, можно приближенно представить величину диссипируемой энергии через скорость  $v$  диффузии ионов относительно нейтральных атомов [19]:

$$Q_{\text{тр}} \approx \alpha_n v^2, \quad (9)$$

где

$$v = \frac{1}{\alpha_n} \left( \frac{\xi_a}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}_0] - \mathbf{G} \right). \quad (9a)$$

Подставляя в выражения (9) и (8б) значения  $Q_{\text{тр}} = 2 \cdot 10^{-2}$  эрг/см<sup>3</sup>·сек,  $T = 7,5 \cdot 10^3$  °К,  $n_i = 10^{11}$  см<sup>-3</sup> и  $n_a = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, находим, что  $|v| = 1,75 \cdot 10^4$  см/сек. Таким образом, если во флоккулах скорость диффузии ионов относительно нейтральных атомов равна  $v \approx 2 \cdot 10^4$  см/сек, то вследствие трения выделяется количество тепла, достаточное для нагрева флоккулов. Справедливость этого предположения может быть проверена наблюдениями. Для этого необходимо провести одновременные измерения лучевых скоростей по линиям ионов и нейтральных атомов. Кроме того, следует отметить, что по таким измерениям можно определить плотность тока.

Для альвеновских волн  $\mathbf{G} = 0$  и  $j^2/\sigma$  пренебрежимо мало. Тогда выражение (8) можно переписать в виде [19]:

$$Q_{\text{тр}} \approx \frac{1}{\alpha_n} \frac{\xi_a^2 H_0^2}{c^2} j_{\perp}^2. \quad (10)$$

Или после замены плотности тока  $j_{\perp}$  через среднее значение напряженности магнитного поля  $\bar{H}_1$  в альвеновской волне

$$Q_{\text{тр}} \approx \frac{3\omega^2}{2\alpha_{in}} \frac{n_a/n_i}{n_a + n_i} \frac{\bar{H}_1^2}{4\pi} \left( \frac{16kT}{\pi m} \right)^{-1/2}. \quad (10a)$$

Вычисления, проведенные на основании выражения (10a), показывают, что нагрев флоккулов альвеновскими волнами возможен, если частота их  $\omega \gtrsim 0,1$  сек<sup>-1</sup>. Это согласуется с результатами [6, 7]. Однако, как видно из выражения (10a), количество выделяющегося тепла не зависит в явном виде от напряженности внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ . В то же время наблюдения показывают наличие связи между величиной яркости флоккулов и напряженности внешнего магнитного поля [20]. Это дает основание заключить, что наиболее вероятным механизмом нагрева флоккулов является джоулева диссипация в частично ионизованном газе.

Однако следует отметить, что здесь не принимался во внимание эффект перезарядки, учет которого может повлиять на результаты.

Ноябрь 1970 г.

#### Литература

1. L. Biermann. *Z. Astrophys.*, 1948, 25, 161.
2. M. Schwarzschild. *Astrophys. J.*, 1948, 107, 1.
3. M. Schatzman. *Ann. astrophys.*, 1949, 12, 203.
4. C. de Jager, M. Kuiperus. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1961, 16, N 5, 10.
5. H. Alfvén. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1947, 107, 11.
6. J. H. Piddington. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1956, 116, 3, 314.
7. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1959, 21, 152.
8. Э. Е. Дубов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, 22, 101.
9. С. В. Пикельнер, М. А. Лившиц. *Астрон. ж.*, 1964, 41, 1007.
10. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Астрон. ж.*, 1969, 46, 925.
11. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1971, 43, 174.
12. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1972, 45, 3.
13. А. Б. Северный. Доклад на Симпозиуме по солнечно-земной физике. Л., 1970.
14. S. I. Gorasyuk, T. T. Tsar. *Symposium N 43, Solar Magnetic fields. Paris, 1970.*
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика сплошных сред. М.*, 1954.
16. J. H. Piddington. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1954, 114, 638.
17. A. Schlüter, L. Biermann. *Z. Naturforsch.*, 1950, 5a, 237.
18. Т. Каулинг. *Магнитная гидродинамика. М., ИЛ.*, 1959.
19. *Вопросы теории плазмы, вып. 1, М.*, 1963.
20. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. *Наст. том, стр. 90.*

ВЛИЯНИЕ ВЫБОРА МОДЕЛИ ПЯТНА  
НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ

Э. А. Барановский, Н. Н. Степанян

Для нескольких моделей солнечного пятна определены турбулентные скорости. Для определения применяются два метода. Первый метод основан на изучении эквивалентных ширин  $W$  средних и сильных линий, второй — на зависимости  $W$  ( $\Delta r_0$ ), где  $\Delta r_0$  — глубина линии в ее центре. Зависимости  $T(\tau)$  и  $p_e(\tau)$  ( $T$  — температура,  $p_e$  — электронное давление,  $\tau$  — оптическая глубина), необходимые для вычисления, получены на основании измерений интенсивности непрерывного спектра и эквивалентных ширин слабых линий в тени пятна. Для получения лучшего согласия теории с наблюдениями делается предположение о существовании дополнительного поглощения в непрерывном спектре. Вычисления сделаны для семи моделей. Модели различаются между собой характером зависимости  $\eta(\tau)$ . Здесь  $\eta = \sigma/k$ ,  $\sigma$ ,  $k$  — коэффициенты селективного и непрерывного поглощений. Получена довольно сильная зависимость величины турбулентной скорости от характеристик модели. Для одной из моделей первый и второй методы дают приблизительно одинаковое значение турбулентной скорости. Для этой модели получено  $V_t = 3,1$  км/сек (без учета магнитного усиления) и  $V_t = 2,4$  км/сек (исправлено за влияние магнитного поля).

THE INFLUENCE OF THE CHOICE OF THE SUNSPOT MODEL ON THE DERIVATION OF THE TURBULENT VELOCITY, by E. A. Baranovsky and N. N. Stepanyan. — The turbulent velocities are determined for a set of the sunspot models. Two methods are used for the derivation of the turbulent velocities. The first is based on the study of the equivalent widths  $W$  of the medium strong and strong lines, the second — on the dependence  $W$  ( $\Delta r_0$ ), where  $\Delta r_0$  is the depth of the line in its centre. The temperature and electron pressure distribution that are necessary for the calculations are derived from the measurement of the continuous spectrum intensity and the equivalent widths of the weak lines (in the umbra). The existence of the additional absorption in the continuum is suggested in order to bring the theory to better correspondence with the observations. The calculations are made for seven models. The models differ by the character of the dependence  $\eta(\tau)$ . Here  $\eta = \sigma/k$ ,  $\sigma$ ,  $k$  — the absorption coefficients in the line and continuum respectively. A rather strong dependence of the derived value of the turbulent velocity on the model properties is obtained. For one of the models the values of the turbulent velocities found by the first and by the second methods were nearly equal. For this model it is found  $V_t = 3.1$  km/sec (without any correction for the magnetic intensification) and  $V_t = 2.4$  km/sec (after correction for the influence of the magnetic field).

До настоящего времени не удается получить модель пятна, удовлетворяющую наблюдениям непрерывного спектра и спектральных линий различных элементов. Чтобы обойти эту трудность, были предложены двухтемпературные модели [1] и модель с дополнительным поглощением [2]. Во всех этих моделях остается некоторая неоднозначность в выборе параметров. Кроме того, полное согласие между теорией и наблюдениями не достигается.

В настоящей работе определение турбулентной скорости рассматривается в качестве одного из критериев для выбора модели. Турбулентная скорость  $V_t$  определяется двумя методами (по эквивалентным ширинам и по контурам линий) для целого набора моделей с различным дополнитель-

ным поглощением. Каждый из этих методов дает свою зависимость  $V_t$  от модели. Это позволяет выбрать модель, при которой оба метода дают одно и то же значение  $V_t$ .

Кроме того, в настоящее время нет достаточно надежных определений турбулентной скорости в пятне. Результаты разных авторов дают значения  $V_t$  от 1,2 до 3,7 км/сек. Турбулентные скорости определялись главным образом с помощью кривых роста. Исключением являются определения Говарда [3], Степанова [4] и Брюкнера [5] по контурам линий. Как известно, метод кривых роста довольно грубый. Корнилов [6] и Теплицкая [7] показали, что применение элементарной теории кривых роста может привести к значительным ошибкам при определении физических параметров пятен.

Определения турбулентной скорости в [3—5] также не достаточно надежны, так как работа [3] основана на приближенных формулах, а в [4], и [5] турбулентная скорость определена по контуру одной-единственной линии.

Совершенно не исследован также вопрос о влиянии выбора модели пятна на определение турбулентной скорости.

### Материал наблюдений

Для фотометрии были использованы три спектрограммы одиночного пятна, диаметр которого 40" (диаметр тени 20"), расстояние от центра Солнца  $\rho = 0,5$ . Спектрограммы получены в течение одного дня на горизонтальном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории на спектрографе с эшелле с дисперсией 0,5—0,3 Å/мм. Диаметр Солнца при получении одной спектрограммы был 30 см, а в двух других — 11 см. Описание телескопа и спектрографа дано в [8].

Измерялись эквивалентные ширины линий  $W$  и глубины в центре линий  $\Delta r_0$  для большого количества линий Fe I, Ni I, Si I, V I, Ti I, Zr I, Sc I, Na I, Ca I, K I (всего 133 линии). Измерено также отношение  $I_{\pi}/I_{\phi}$  для ряда длин волн ( $I_{\pi}$ ,  $I_{\phi}$  — интенсивности непрерывного спектра пятна и фотосферы). Все измеренные величины были усреднены по трем спектрам и исправлены за рассеянный свет по методу Говарда [3] и по крыльям линии  $H_{\beta}$  [9]. Результаты измерений приводятся в табл. 1 ( $w_{\pi}$  — эквивалентные ширины в пятне,  $w_{\phi}$  — в фотосфере,  $\Delta r_{оп}$  — глубина в пятне). Чтобы можно было судить о точности нашей фотометрии, было проведено сравнение  $W$  фотосферных линий по нашим измерениям и по таблицам Роуланда [10].

Как видно на фиг. 1, наши измерения  $W$  очень хорошо совпадают с данными [10].

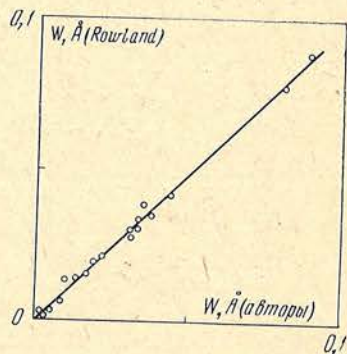
### Построение модели пятна

Для вычисления теоретических величин  $W$  и  $\Delta r_0$  нужно иметь модель пятна, т. е. величины  $T(\tau)$  и  $p_e(\tau)$ , где  $T$  — температура,  $p_e$  — электронное давление,  $\tau$  — оптическая глубина.

$T(\tau)$  мы определяли по интенсивности непрерывного спектра пятна — по отношению  $I_{\pi}/I_{\phi}$ . Градиент температуры с глубиной принимается такой же, как в фотосфере. Тогда

$$\Theta_{\pi}(\tau) = \Theta_{\phi}(\tau) + \Delta\Theta, \quad (1)$$

где  $\Theta = 5040/T$ ,  $\Theta_{\phi}(\tau)$  — значение  $\Theta$  для невозмущенной фотосферы.



Фиг. 1. Сравнение определений эквивалентных ширин линий фотосферы авторами и по [10]

## Наблюдаемые значения эквивалентных ширин и центральных глубин линий поглощения

Элемент	$\lambda$ , А	$\epsilon$	$W_{\Phi}$ , А	$W_{\Pi}$ , мА	$\Delta r_{оп}$	Элемент	$\lambda$ , А	$\epsilon$	$W_{\Phi}$ , мА	$W_{\Pi}$ , мА	$\Delta r_{оп}$
V I	5605,0	1,04	3,5	68	0,34	Na I	5682,6	2,10	104	232	0,84
	5626,0	1,04	3,5	62	0,45		6154,2	2,10	27	158	0,55
	5627,6	1,08	20	120	0,56	Ca I	5867,6	2,93	22	110	0,50
	5632,5	0,07	3,5	40	0,24		6097,3	2,52	4	52	0,23
	5668,4	1,08	5	86	0,30	K I	5801,7	1,62	1,5	13	0,08
	5670,9	1,08	16	134	0,61		5812,1	1,61	1	5,5	0,05
	5725,7	2,36	2	37	0,18	Ni I	5805,2	4,17	38	54	0,35
	5734,0	2,36	4	47	0,21		6086,3	4,26	43	43	0,27
	5727,1	1,08	37	225	0,80		6111,1	4,09	36	35	0,19
	5727,7	1,05	7,5	140	0,56		6129,0	1,68	21	50	0,26
	5731,2	1,06	7,5	160	0,57		6130,1	4,26	23	26	0,14
	5737,1	1,06	11	120	0,50		6142,0	4,15	5	9	0,09
	5743,4	1,08	8	115	0,45		5625,3	4,09	37	40	0,25
	5748,9	1,89	2,5	34	0,17		5628,4	4,09	14	24	0,17
	5817,1	1,89	14	40	0,16		5670,0	4,26	16	23	0,18
	5817,5	3,10	2	20	0,14		5682,2	4,10	52	65	0,33
	6002,3	1,22	1,5	33	0,18		5748,4	1,68	26	59	0,30
	6081,4	1,05	15	116	0,50		Fe I	5576,1	3,43	113	138
	6087,5	1,05	1,5	13	0,09	5618,6		4,21	42	59	0,42
	6090,2	1,08	29	154	0,67	5619,6		4,36	29	76	0,37
	6090,5	1,06	1,5	14,1	0,09	5624,0		4,39	49	76	0,45
	6097,5	1,08	2	20	0,13	5634,0		4,99	68	120	0,58
	6111,6	1,04	12	131	0,46	5675,1		3,30	7,5	11	0,11
	6128,3	1,05	2	24	0,15	5677,7		4,10	6,5	18	0,11
	6135,4	1,05	12	109	0,54	5679,0		4,65	58	66	0,35
	6135,1	1,35	2,5	33	0,24	5685,9		4,99	2		
	6467,0	1,05	5	34	0,19	5686,5		4,55	72	85	0,48
6543,5	1,19	3	62	0,27	5717,8	4,28		63	77	0,44	
Zr I	5680,9	0,54	1	16,3	0,12	5731,8		4,26	59	80	0,40
	5735,7	0,0	7,5	40	0,24	5752,0		4,55	56	85	0,49
	5797,8	0,07	2	59	0,32	5806,7		4,61	51	81	0,48
	5955,4	0,0	1	22	0,15	5809,2		3,88	50	73	0,36
	6127,5	0,15	3,5	49	0,24	5811,9	4,14	10,5	16	0,10	
	6134,6	0,0	3,5	33	0,30	5853,2	1,48	7	110	0,58	
	6140,5	0,52	2	11	0,07	5859,6	4,55	74	120	0,52	
	6143,2	0,07	2,5	50	0,28	5862,4	4,55	87	108	0,48	
Ti I	5673,4	3,11	3,5	23	0,12	5934,7	3,93	78	87	0,39	
	5679,9	2,47	6,5	44	0,28	5952,7	3,98	68	77	0,52	
	5689,5	2,30	11	100	0,45	5956,7	0,86	60	165	0,72	
	5713,9	2,29	5	12	0,14	5983,7	4,55	68	75	0,42	
	5716,4	2,30	6,5	62	0,33	5983,7	4,55	68	75	0,42	
	5720,4	2,29	3,5	72	0,40	5984,8	4,73	84	107	0,48	
	5812,8	3,32	2,5	41	0,16	5987,1	4,79	68	156	0,58	
	5866,5	1,07	40	150	0,66	5997,8	4,61	67	61	0,33	
	5937,8	1,07	7	97	0,46	6008,6	3,98	88	130	0,51	
	5953,2	1,89	34	125	0,70	6003,0	3,88	86	150	0,54	
	5982,5	2,41	1	15	0,11	6078,5	4,79	91	100	0,45	
	5996,0	1,88	2	37	0,22	6079,0	4,65	55	56	0,22	
	5999,0	2,17	0,5	39	0,18	6082,7	2,22	34	78	0,30	
	6018,4	2,15	1	32	0,24	6089,6	5,02	32	57	0,30	
	6018,7	1,05	0,5	14	0,15	6093,6	4,61	31	42	0,22	
	6091,2	2,27	14	95	0,42	6098,2	4,56	16	35	0,19	
	6092,8	1,89	6	46	0,26	6094,4	4,65	20	25	0,16	
	6098,7	3,06	7	54	0,25	6096,7	3,98	36	52	0,23	
	6126,2	1,07	20	133	0,56	6130,4	3,25	2,5	23	0,14	
	6146,2	1,87	3	64	0,31	6145,4	3,37	4	21	0,12	
5995,7	3,46	1,5	30	0,16	6151,6	2,18	41	136	0,43		
Sc I	5671,8	1,45	14	125	0,52	S I	5669,7	5,46	19	42	0,21
	5686,8	1,44	12	86	0,48		5684,5	4,95	63	35	0,22
	5717,3	1,44	2,5	55	0,27		5690,4	4,93	53	63	0,34
	5724,1	1,43	1,5	40	0,21		6087,8	5,87	17	40	0,19

Таблица 1 (окончание)

Элемент	$\lambda, \text{Å}$	$\epsilon$	$W_{\text{ф}}, \text{мÅ}$	$W_{\text{п}}, \text{мÅ}$	$\Delta r_{\text{оп}}$	Элемент	$\lambda, \text{Å}$	$\epsilon$	$W_{\text{ф}}, \text{мÅ}$	$W_{\text{п}}, \text{мÅ}$	$\Delta r_{\text{оп}}$
Si I	6091,9	5,87	30	32	0,15	Sc II	5667,2	1,50	25	31	0,18
	6112,9	5,61	11	15	0,09		5669,0	1,50	34	31	0,17
	6125,0	5,61	36	44	0,12		5684,2	1,51	37	46	0,23
	6142,2	5,62	4	6	0,07	Fe II	6084,1	3,20	22	14	0,10
	6142,5	5,62	34	20	0,13		6113,3	3,22	17	12	0,10
6145,0	5,61	38	35	0,16	C I	6010,6	8,64	5	17	0,14	

Вычисляем отношение  $I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$  для разных значений  $\Delta\Theta$ , пользуясь формулой  $I = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\tau} d\tau$ , где  $B(\tau) = B[T(\tau)]$  — функция Планка. Выбираем такое значение  $\Delta\Theta$ , при котором наблюдаемые и вычисленные значения  $I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$  совпадают наилучшим образом. При определении электронного давления  $p_e(\tau)$  градиент  $p_e(\tau)$  мы также полагаем равным градиенту  $p_e(\tau)$  в невозмущенной фотосфере. Затем мы вычисляем эквивалентные ширины линий Fe I и Ni I с разными значениями  $p_e(\tau)$ . Окончательное значение  $p_e(\tau)$  должно давать наилучшее совпадение теоретических и наблюдаемых величин  $W$ .

Эквивалентные ширины вычислялись по формуле

$$W = \frac{2\lambda}{c} \frac{1}{\text{Mod}} \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} f g \lambda a_s \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi g \psi dx, \quad (2)$$

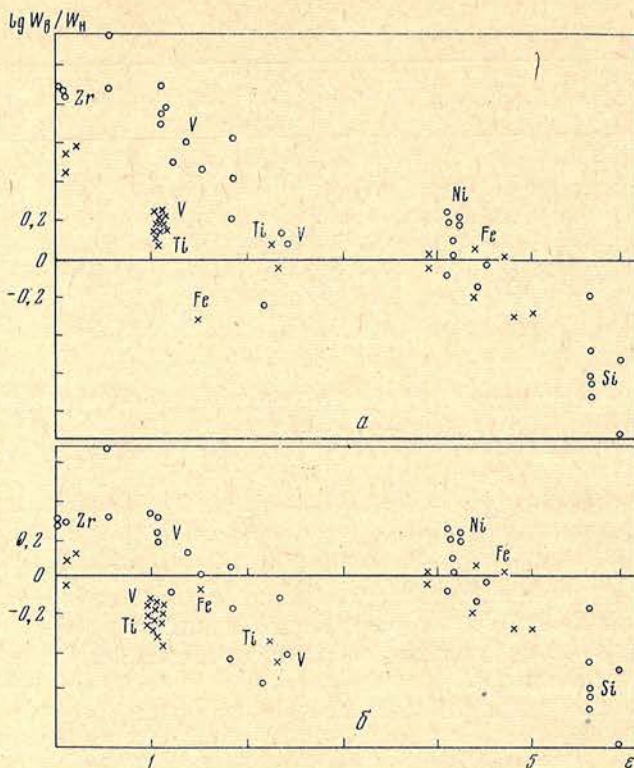
где  $\varphi = n_{r,i} / n p_e k(\text{H}^-)$ ;  $n_{r,i}$  — число  $r$  раз ионизованных атомов в  $i$ -м состоянии (нижний уровень перехода, соответствующего данной линии);  $n$  — полное число атомов данного элемента;  $g$  — весовая функция;  $\psi$  — функция насыщения;  $x = \lg \tau$ ;  $f$  — сила осциллятора;  $g_0$  — статистический вес уровня;  $a_s$  — содержание элемента; остальные обозначения обычные. Весовая функция вычислялась для определенной нами зависимости  $T(\tau)$  по формулам [11], величина  $\varphi$  — по формулам Саха и Больцмана.

Функция насыщения  $\psi$  взята из таблиц, данных Пекером [12]. Для вычислений были использованы фотосферные значения величин  $f/g_0$ .

С определенными таким образом величинами  $T(\tau)$  и  $p_e(\tau)$  мы вычисляем эквивалентные ширины линий V I, Ti I, Zr I, Sc I, Na I, Ca I, K I. Для этих элементов эквивалентные ширины зависят в основном от  $T(\tau)$  и очень мало от  $p_e(\tau)$ .

Результаты вычислений эквивалентных ширин представлены на фиг. 2, а, где по оси ординат отложены величины  $W_{\text{в}}/W_{\text{н}}$  (отношение вычисленных и наблюдаемых эквивалентных ширин), а по оси абсцисс — потенциалы возбуждения  $\epsilon$ . Мы видим, что имеется значительное несоответствие теории и наблюдений. Для уменьшения этого несоответствия мы несколько уменьшаем градиент температуры и вводим дополнительное поглощение в непрерывном спектре, т. е. полагаем коэффициент непрерывного поглощения равным  $k = k_{\text{H}} - p_e + k_{\text{M}}$ , где  $k_{\text{H}}$  — коэффициент поглощения отрицательными ионами водорода,  $k_{\text{M}}$  — дополнительное поглощение. Дополнительное поглощение  $k_{\text{M}}$  может быть обусловлено молекулами или покровным эффектом всей совокупности линий поглощения. На фиг. 2, б приведены значения  $W_{\text{в}}/W_{\text{н}}$ , полученные с новым градиентом температуры и дополнительным поглощением  $k_{\text{M}}(\tau)$ , возрастающим к внешним слоям пятна. Отношение  $k/k_{\text{H}} - p_e$  достигает значения 70.

Лучшего соответствия величин  $W_{\text{в}}$  и  $W_{\text{н}}$  для всех элементов получить не удается. Таким образом, мы получили некоторую модель, более или ме-



Фиг. 2. Соответствие вычисленных ( $W_B$ ) и наблюдаемых ( $W_H$ ) значений эквивалентных ширин в зависимости от потенциала возбуждения  $\epsilon$

*a* — модель без дополнительного поглощения; *b* — модель с дополнительным поглощением в непрерывном спектре. Величина дополнительного поглощения растет по направлению к наружным слоям

нее удовлетворительно описывающую наблюдаемые эквивалентные ширины линий различных элементов. В табл. 2 приводятся соответствующие этой модели  $T(\tau)$ ,  $p_e(\tau)$ , и  $k_M(\tau)$  ( $k_M$  — величина дополнительного поглощения в непрерывном спектре).

Таблица 2

Модель пятна, дающая наилучшее согласие теории с наблюдениями

$x = \lg \tau$	$T, \text{ }^\circ\text{K}$	$p_e$	$\frac{k_{H-p_e} + k_M}{k_{H-p_e}}$	$x = \lg \tau$	$T, \text{ }^\circ\text{K}$	$p_e$	$\frac{k_{H-p_e} + k_M}{k_{H-p_e}}$
-3,0	2800	$7 \cdot 10^{-4}$	80	4,0	3160	$1,12 \cdot 10^{-2}$	20
2,8	2820	8	80	0,8	3240	1,58	13
2,6	2840	11	80	0,6	3340	2,33	5
2,4	2860	14	78	0,4	3400	3,40	3
2,2	2890	18	76	-0,2	3510	5,00	2
2,0	2910	23	74	0,0	3640	$6,72 \cdot 10^{-2}$	1,2
1,8	2950	31	72	+0,2	3770	$1,06 \cdot 10^{-1}$	1,0
1,6	2990	40	65	0,4	3880	1,81	1,0
1,4	3030	50	50	0,6	3970	$3,22 \cdot 10^{-1}$	1,0
1,2	3100	$79 \cdot 10^{-4}$	32				

### Определение турбулентной скорости

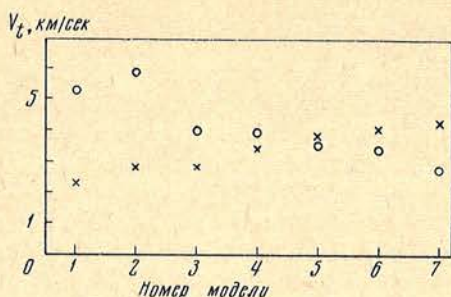
Первый метод — по эквивалентным ширинам сильных линий.

Отметим сразу, что в дальнейшем мы определяем модели для каждого элемента отдельно, а не пользуемся выведенной выше средней моделью. Все модели, о которых будет идти речь ниже, отличаются только величиной дополнительного поглощения.



Фиг. 3. Зависимость турбулентной скорости от модели (среднее из определений для Fe I, Ti I, V I)

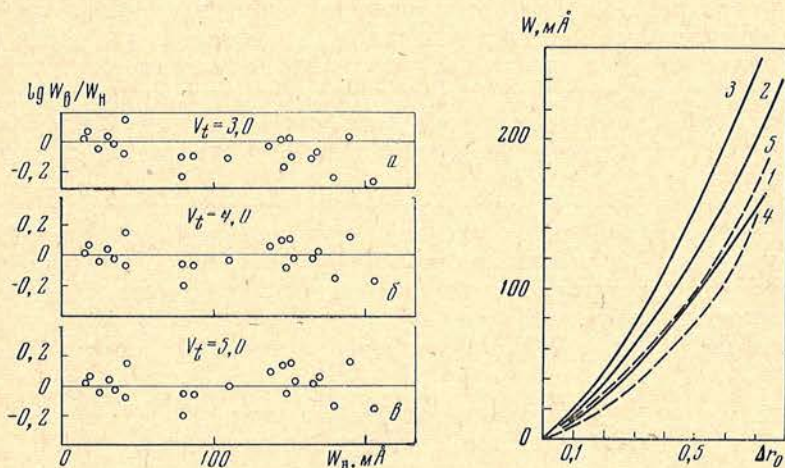
Кружки — определение  $V_t$  первым способом (по  $W$ ), крестики — определение  $V_t$  вторым способом (по зависимости  $W$  от  $\Delta r_0$ )



Для определения турбулентной скорости по первому методу мы подбирали модель таким образом, чтобы для слабых линий поглощения данного элемента имело место равенство  $W_B/W_H = 1$ . Величина турбулентной скорости и величина магнитного расщепления при этом не играют роли, так как эквивалентные ширины слабых линий не зависят от турбулентной скорости и магнитного расщепления. С определенной таким образом моделью мы вычисляем эквивалентные ширины сильных линий того же элемента. Для них  $W_B$  зависят от принятого значения турбулентной скорости  $V_t$ . Мы выбираем такое значение  $V_t$ , при котором для сильных линий  $W_B/W_H = 1$ . При вычислениях мы не учитываем влияние магнитного расщепления на величину  $W_B$ , следовательно, мы получаем завышенные значения  $V_t$ . Об учете влияния магнитного усиления на результат определения  $V_t$  скажем ниже.

Таким образом мы определили  $V_t$  по линиям Fe I и V I. Оказалось, что результат определения  $V_t$  зависит от хода дополнительного поглощения с глубиной, т. е. от вида зависимости  $k_M(\tau)$ , или в конечном счете от хода  $\eta = \sigma/k$  с оптической глубиной  $\tau$ , так как  $k_M(\tau)$  входит в коэффициент непрерывного поглощения  $k$  (здесь  $\sigma$  — коэффициент селективного поглощения).

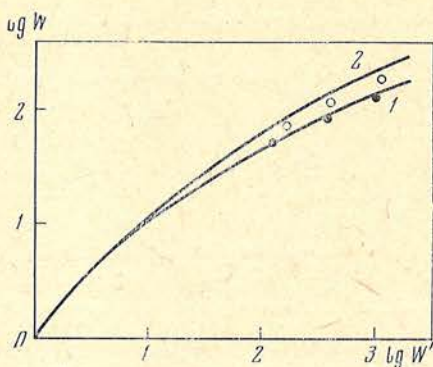
Мы провели вычисления для семи моделей, которые различаются между собой ходом  $k = k_{H-p_e} + k_M$  с оптической глубиной  $\tau$ . Модели условно



Фиг. 4. Пример определения турбулентной скорости по линиям V I

Фиг. 5. Зависимость эквивалентной ширины  $W$  от глубины  $\Delta r_0$  для разных моделей и разных значений  $V_t$

Кривые 1, 2, 3 — модель № 3 с  $V_t = 3, 4$  и 5 км/сек, кривые 4 и 5 — модели № 7 и 1 с  $V_t = 4$  км/сек



Фиг. 6. Зависимость формы кривой роста от модели пятна  
Кривые 1 и 2 — модели № 2 и 6 с  $V_t = 4$  км/сек, кружки — модель № 6 с  $V_t = 3$  км/сек, точки — модель № 6 с  $V_t = 2$  км/сек

обозначены номерами от 1 до 7. В модели № 1  $k$  ( $\tau$ ) растет наружу, в модели № 7  $k$  ( $\tau$ ) растет в глубь пятна, модели № 2—6 имеют максимум  $k$  ( $\tau$ ) на разных глубинах. Результаты представлены на фиг. 3. Как видим, значения турбулентной скорости, определенные первым способом (кружки), лежат в пределах 5,9—2,8 км/сек.

На фиг. 4, а, б, в дан пример определения турбулентной скорости по линиям V I для одной из моделей.

Второй метод определения  $V_t$  — по зависимости эквивалентной ширины линии  $W$  от глубины линии  $\Delta r_0$ .

Можно рассчитать теоретически зависимость  $W$  ( $\Delta r_0$ ). Ее вид определяется величиной  $V_t$  и моделью пятна. На фиг. 5 изображены кривые  $W$  ( $\Delta r_0$ ), рассчитанные для разных моделей и разных значений  $V_t$ . Определение турбулентной скорости по линии, имеющей эквивалентную ширину  $W$  и глубину  $\Delta r_0$ , сводится к тому, чтобы определить положение точки с координатами  $W$  и  $\Delta r_0$ , полученными из наблюдений, по отношению к кривым фиг. 5. Как видим, результат определения  $V_t$  по второму методу также зависит от выбранной модели.

Определение  $V_t$  по зависимости  $W$  ( $\Delta r_0$ ) имеет два преимущества: 1) не требуется знание силы осциллятора и 2) ошибка проведения непрерывного спектра и ошибка определения величины рассеянного светамало влияют на результат. Недостатки метода в применении к пятну заключаются в том, что контуры линий расширены магнитным полем. Так как теоретическая зависимость  $W$  ( $\Delta r_0$ ) получена без учета магнитного расщепления, то мы получим завышенные значения  $V_t$ . Вопрос о влиянии магнитного поля на определение турбулентной скорости рассматривается в следующем разделе.

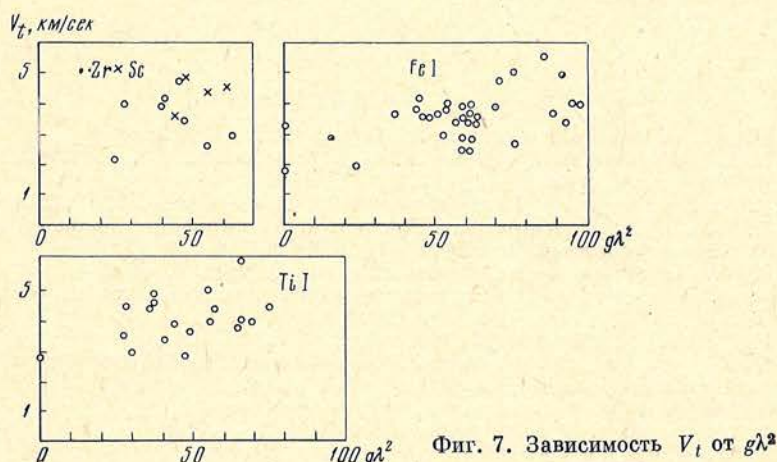
Так как большинство определений турбулентной скорости сделано по кривым роста, то интересно выяснить зависимость формы кривой роста от модели пятна. Мы вычислили теоретические кривые роста для моделей № 2 и 6 (фиг. 6) с турбулентной скоростью 2, 3 и 4 км/сек. Как видно из фигуры, изменение кривой роста при переходе от модели № 2 к модели № 6 такое же, как и при изменении турбулентной скорости на 2 км/сек.

### Влияние магнитного поля на определение турбулентной скорости

Пока что мы ничего не говорили о влиянии магнитного усиления линий на определение  $V_t$ . Из-за расширения линий в магнитном поле пятна мы получаем какое-то фиктивное, завышенное значение турбулентной скорости. Для исключения влияния магнитного поля мы строили зависимость величины  $V_t$ , определенной по второму методу, от  $g\lambda^2$ , где  $g$  — фактор Ланде (фиг. 7). Пересечение прямой, аппроксимирующей зависимость  $V_t$  от  $g\lambda^2$ , с осью ординат дает значение турбулентной скорости, освобожденной от влияния магнитного поля. Обозначим эту величину через

$V_t^0$ , а значение турбулентной скорости (среднее по всем линиям), искаженное магнитным полем, — через  $V_t'$ .

В первом методе  $V_t$  тоже будет искажена из-за магнитного усиления линий, но в меньшей степени, чем во втором методе. Магнитное увеличение эквивалентной ширины линии определяется наличием и блендированием компонент расщепления, имеющих одинаковую поляризацию, т. е. расположенных по одну сторону от центральной части [13]. В то же время контур линии (второй метод определяет  $V_t$  именно по контурам) определяется наличием всех компонент. Поэтому влияние магнитного поля на  $W$  меньше, чем на  $\Delta r_0$ . Приблизительно мы принимаем, что фиктивное увеличение турбулентной скорости  $\Delta V_t$  во втором методе в два раза больше, чем в первом, а следовательно, чтобы привести  $V_t$ , определенное вторым методом, к измерениям  $V_t$  первым методом, надо к  $V_t^0$  прибавить  $1/2(V_t' - V_t^0)$ , т. е. найти величину  $V_t'' = 1/2(V_t' + V_t^0)$ . Все определения турбулентных скоростей в пятнах делались в основном по кривым роста без учета магнитного усиления линий. Чтобы иметь возможность сравнить с ними наши измерения, мы и привели определения  $V_t$  вторым методом (по контурам линий) к определениям первым методом (по  $W$ ), хотя при этом заведомо исказили  $V_t$ .



Фиг. 7. Зависимость  $V_t$  от  $g\lambda^2$

Величины  $V_t''$  (среднее для Fe I, Ti I, V I) определены для всех рассмотренных выше семи моделей и нанесены крестиками на фиг. 3. Таким образом, фиг. 3 дает сравнение результатов определения турбулентной скорости двумя методами без учета влияния магнитного усиления линий.

Зависимость величин  $V_t$  от модели пятна получилась обратная при определении по первому и второму методам. Величина  $V_t$  по обоим методам получается одинаковой для модели № 5. При этом  $V_t = 3,7$  км/сек. В модели № 5 величина  $k(\tau) = k_H - p_e + k_M$  имеет максимум при  $x = -0,2$ . Величина  $V_t$ , освобожденная от влияния магнитного поля, равна 2,9 км/сек.

### Влияние инструментальных ошибок

Второй метод определения  $V_t$  по контурам линий больше подвержен влиянию инструментальных ошибок, чем первый метод. Для контроля измерений и расчетов мы провели определение турбулентной скорости вторым методом для невозмущенной фотосферы и получили  $V_t = 2,0$  км/сек. Это на 20% больше общепринятого значения 1,7 км/сек. Если считать, что имеется общая причина, завышающая  $V_t$  в фотосфере и в пятне (инструментальные ошибки будут расширять контур, т. е. завышать результат определения  $V_t$ ), то полученные нами значения  $V_t$  надо уменьшить на 20%.

## Основные результаты и выводы

1. Получена модель пятна [ $T(\tau)$ ,  $p_e(\tau)$  и  $k_M(\tau)$ ], удовлетворительно объясняющая спектральные наблюдения большого числа линий нескольких элементов.

2. Показано, что результат определения турбулентной скорости в значительной степени зависит от принятой модели пятна (в конечном итоге от характера изменения  $\eta = \sigma/k$  с оптической глубиной).

3. Определена турбулентная скорость по линиям трех элементов двумя методами — по эквивалентным ширинам сильных линий и по зависимости эквивалентных ширин от глубины линии — для семи моделей, отличающихся ходом дополнительного поглощения с глубиной. Эти методы дают противоположный ход  $V_t$  в зависимости от модели, что позволило выбрать модель, при которой оба метода дали одно и то же значение  $V_t$ , равное 3,7 км/сек (без учета магнитного усиления) или 2,9 км/сек (с учетом магнитного усиления). Учет возможных инструментальных ошибок уменьшит эти величины до 3,1 и 2,4 км/сек соответственно.

Таким образом, определение турбулентной скорости двумя методами может служить дополнительным критерием для выбора модели пятна.

Приносим благодарность Т. Г. Буславской за проведенные вычисления на ЭВМ «Минск-1».

Декабрь 1970 г.

## Литература

1. M. Makita. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, N 2.
2. Э. А. Барановский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 44.
3. R. Howard. Astrophys. J., 1958, 127, 108.
4. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 20.
5. G. Brückner. Amsterdam, North Holland Publishing Company, 1965.
6. А. И. Корнилов. Сообщение ГАИШ, 1961, № 117, 27.
7. Р. Б. Теплицкая. Астрон. ж., 1969, 46, вып. 1.
8. А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 194.
9. Fricke, Elsasser. Z. Astrophys., 1965, 63, 35.
10. M. Minnaert, Ch. Moore, J. Houtgast. The Solar Spectrum 2935—8770 Å.
11. P. Bruggencate, R. Lüster-Kulka, H. Voigt. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, 1955, N 3.
12. J. C. Pecker. Ann. Astrophys., 1951, 14, 115.
13. А. А. Боярчук, Ю. С. Ефимов, В. Е. Степанов. Астрон. ж., 1960, 37, 812.

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ  
ПОЛНОГО МАГНИТНОГО ВЕКТОРА В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

В. А. Котов

Измерения полного магнитного вектора на двух уровнях в пятне, соответствующих глубинам образования линий  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$  и  $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$ , свидетельствуют о сильном изменении поля с глубиной. Вихревая структура поля и вращение поперечного поля с глубиной обнаруживаются в той части пятна, где вертикальное поле растет с высотой. Плотности вертикального и горизонтального электрических токов в пятне равны  $\sim 5 \cdot 10^3$  и  $\sim 10^5$  CGSE соответственно.

Большие различия между высотными градиентами вертикального поля, полученными из распределений вертикального поля на двух уровнях в пятне ( $\sim \pm 3$  гс/км) и с помощью уравнения  $\text{div } \mathbf{H} = 0$  ( $\sim \pm 0,5$  гс/км), указывают на значительные трудности, возникающие при обычной интерпретации измерений  $\mathbf{H}$  в пятнах. Это расхождение в основном может быть обусловлено различием более чем на порядок между очень высоким разрешением по глубине и низким — вдоль поверхности Солнца.

ON THE INTERPRETATION OF THE TOTAL MAGNETIC VECTOR MEASUREMENTS IN SUNSPOTS, by V. A. Kotov. — Great change of magnetic field with the depth in the spot was found on the basis of the total vector  $\mathbf{H}$ -measurements at two levels corresponding to the depths of the  $\lambda 5250 \text{ Fe}$  and  $\lambda 6103 \text{ Ca I}$  line-formation. The spiraling of the horizontal field and its rotation with depth were observed in the spot area where the vertical field increases with height. The densities of vertical and horizontal electric currents in the spot are equal to  $\sim 5 \cdot 10^3$  and  $\sim 10^5$  CGSE respectively.

The considerable discrepancy between the height gradients of vertical field inside the spot was obtained (1) from the measured vertical field at two levels ( $\sim \pm 3$  Gs/km) and (2) from the use of the equation  $\text{div } \mathbf{H} = 0$  ( $\sim \mp 0,5$  G/km). It points on the difficulties of the usual interpretation of  $\mathbf{H}$ -recordings in spots. The conclusion is drawn that this discrepancy could be mostly attributed to the difference (by more than one order of magnitude) between a very high depth — and low surface resolutions.

В течение ряда лет наблюдателей беспокоит достоверность количественных результатов, получаемых с помощью магнитографов. Общеизвестны трудности, возникающие при интерпретации измерений общего магнитного поля Солнца вследствие его тонкоструктурности [1, 2]. На исключительное значение разрешения указывают наблюдения мелкомасштабных полей вблизи пятен, где поле сконцентрировано в отдельные магнитные узлы с напряженностью в несколько сотен гаусс и размером менее  $1''$  [3]. Особое внимание обращают на себя флуктуации поля в самих пятнах с характерным размером  $\sim 1''$ , тесно связанные с грануляционным строением тени и волокнами полутени пятен [4—6]. Тонкая структура поля (ТС) проявляется также в сильном изменении величины и направления поля с глубиной, наблюдаемом по линиям разной интенсивности [7—9]. Высокой неоднородностью поля, по мнению Северного [10], можно объяснить аномальное поведение земановского триплета в ядрах пятен.

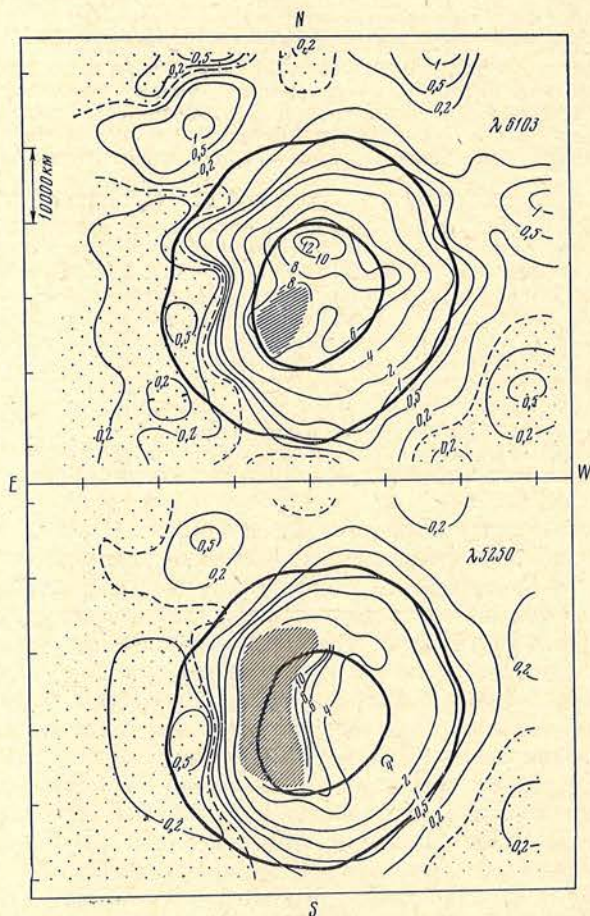
Поскольку теории магнитографов обычно основываются на однородных моделях атмосферы, то неучет ТС может приводить к большим ошибкам в измерении поля и затруднить их объяснение. В связи с этим важно выяснить, не может ли игнорирование ТС в наблюдениях с весьма ограничен-

ным разрешением привести к противоречивым результатам. Особенно это относится к измерениям полного вектора  $\mathbf{H}$  по линиям разной интенсивности, позволяющим найти градиенты компонент поля в вертикальном и горизонтальном направлениях, а тем самым проверить в принципе выполнимость уравнения  $\text{div } \mathbf{H} = 0$ .

### 1. Магнитное поле пятна по измерениям в двух спектральных линиях

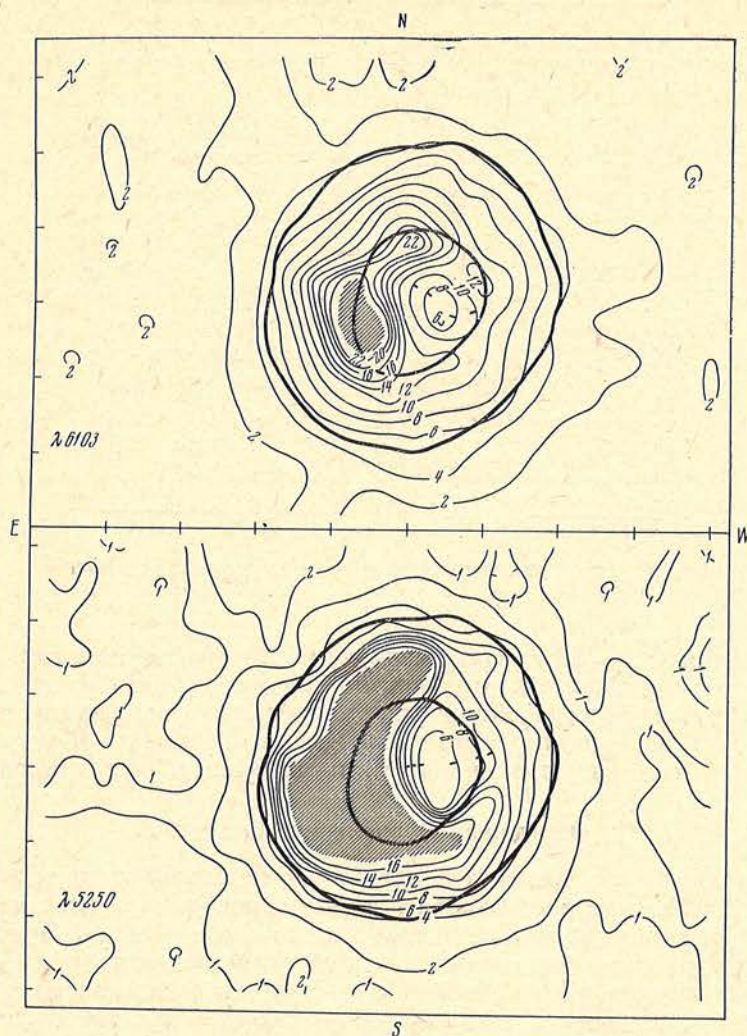
На двойном магнитографе обсерватории [11] 11.XI 1966 г. были получены записи круговой и линейной зеемановской поляризации одновременно в двух линиях  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Ca I в большом униполярном пятне (гелиоцентрический угол  $\theta = 22^\circ$ ) S-полярности. Размер щели спектрографа соответствовал  $9'',2 \times 2'',5$ , постоянная времени  $2^{\text{s}},5$ , скорость сканирования  $1''/\text{сек}$ . При обычной установке выходных щелей магнитографа расстояние между уровнями формирования регистрируемого в крыльях этих линий излучения, согласно расчету Буславского [12], составляет для фотосферы 170 км.

На фиг. 1 и 2 приведены карты напряженностей продольного  $H_{\parallel}$  и полного поля  $H$ , полученные по обеим спектральным линиям и подтверждающие сделанные ранее [9] выводы о существенных различиях в общей конфигурации и напряженностях поля на различных уровнях пятна, осо-



Фиг. 1. Карты напряженностей продольного магнитного поля (в сотнях гаусс) по измерениям линий  $\lambda 6103$  и  $\lambda 5250$

Жирными линиями обозначены контуры тени и полутени пятна. Точками отмечены области N-полярности. Области насыщения сигналов заштрихованы

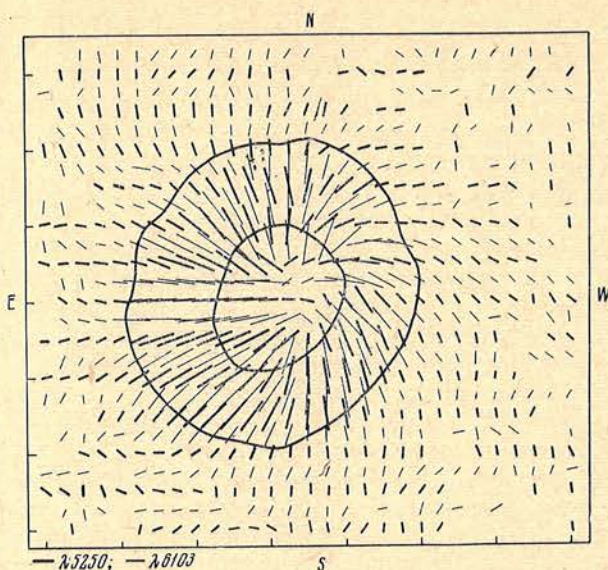


Фиг. 2. Напряженности полного поля  $H$  (в сотнях гаусс) по измерениям двух спектральных линий

Заштрихованы области насыщения сигналов магнитографа. Жирными линиями обозначены контуры тени и полутени пятна

бенно в его центральной области. Так, например, продольное поле, измеренное по линии  $\lambda 6103$ , достигает в западном участке тени примерно 800 гс, в то время как по линии  $\lambda 5250$   $H_{\parallel}$  не превышает 400 гс. В восточной части пятна напряженности поля по линии  $\lambda 6103$ , образующейся на более высоком уровне, значительно меньше, чем по линии  $\lambda 5250$ , хотя максимальное значение  $H$  по линии  $\lambda 6103$  также достигает большой величины  $\sim 3300$  гс (приближенная оценка). При  $H > 1700$  гс для  $\lambda 5250$  и при  $H > 2800$  гс для  $\lambda 6103$  точные значения компонент вектора  $\mathbf{H}$  не определялись вследствие насыщения сигналов магнитографа; эти области на фиг. 1 и 2 заштрихованы.

На обоих уровнях в пятне четко выделяется минимум полного поля: 600 гс по  $\lambda 6103$  и 500 гс по  $\lambda 5250$ , — расположенный в центре расходимости силовых линий поперечного поля  $H_{\perp}$ . На фиг. 3, изображающей направления  $H_{\perp}$  на обоих уровнях, хорошо видно, что поле обладает развитой вихревой структурой в восточной части пятна. Важно отметить, что поле сильнее закручено по измерениям  $\lambda 5250$ , что подтверждает вывод об усилении азимутальной составляющей поля с глубиной [9]. Максималь-



Фиг. 3. Азимуты поперечного поля на двух уровнях в пятне

ные различия ( $30 - 40^\circ$ ) между азимутами  $H_\perp$ , определенными по двум линиям, имеют место в области тени, причем там, где наиболее выражена вихревая структура и где напряженность продольного поля увеличивается с высотой. На восточном участке пятна при очень сильных  $H$  отсутствуют как закрученность силовых линий, так и вращение  $H_\perp$  с глубиной.

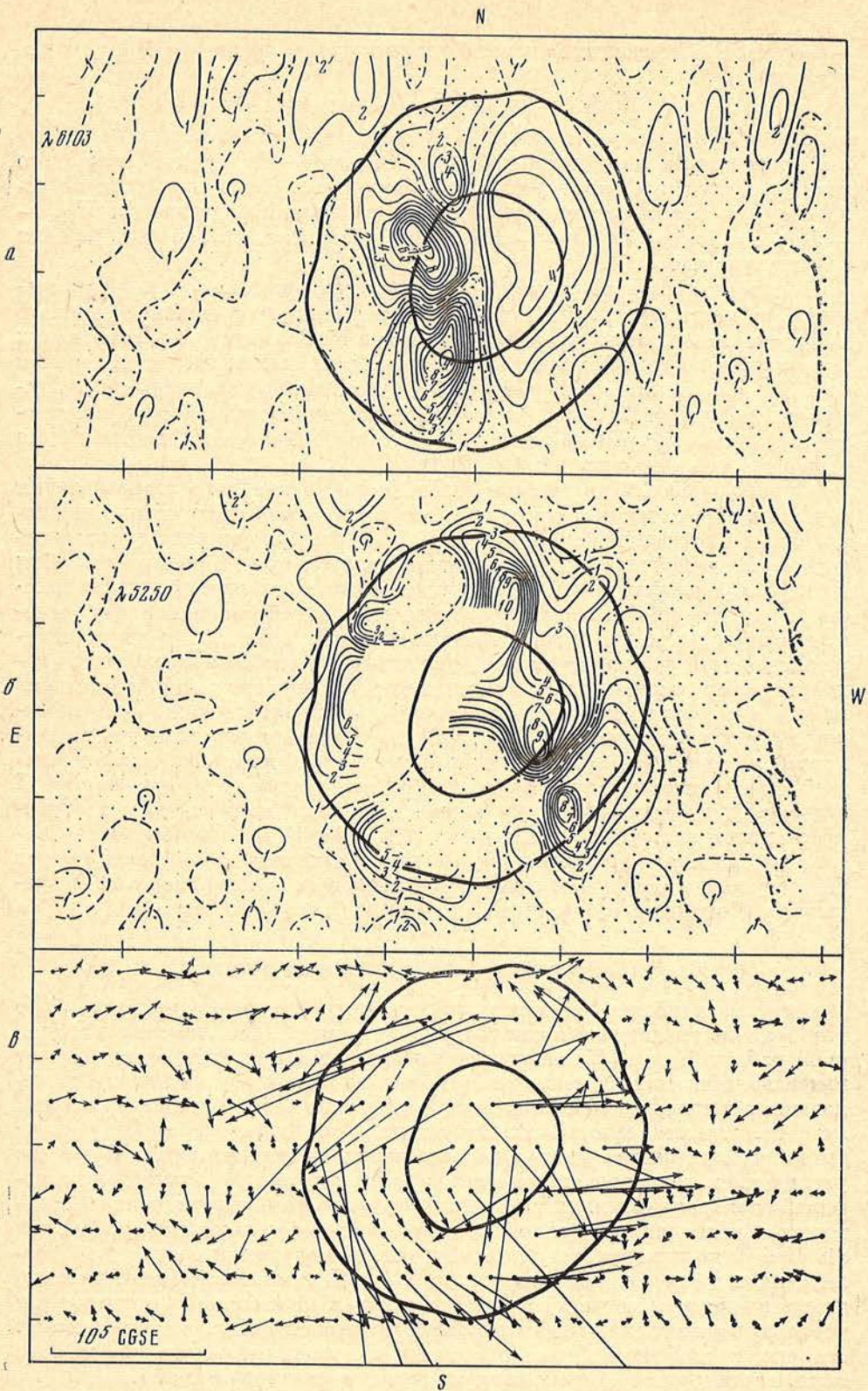
## 2. Определение электрических токов

Все заключения о градиентах магнитного поля и электрических токах в пятнах необходимо рассматривать с учетом неизотропности геометрического разрешения, так как разрешение по глубине, обеспечиваемое условиями образования спектральных линий, гораздо выше применяемого разрешения в горизонтальной плоскости. Поэтому распределение электрических токов, найденных согласно уравнению  $\mathbf{j} = c/4\pi \text{rot } \mathbf{H}$ , представляет собой весьма грубую картину поверхностных токов.

Распределение вертикальных электрических токов для данного пятна, вычисленных после исправления компонент  $\mathbf{H}$  за эффект проекции, показано на фиг. 4, а, б. Заметны существенные различия между токами  $j_z$  по измерениям в двух линиях (ось  $z$  направлена к наблюдателю, оси  $x, y$  — в картинной плоскости). Обширная область с положительными токами на верхнем уровне повернута по часовой стрелке и значительно видоизменена по сравнению с аналогичной областью  $j_z > 0$  на уровне  $\lambda 5250$ . Участок с токами  $j_z < 0$  в SW-квадрате пятна ( $\lambda 5250$ ) почти не выделяется на верхнем уровне. Плотность вертикального тока в пятне составляет  $\sim 5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^3$  CGSE, и в области, где можно было определить  $j_z$  по измерениям  $\lambda 5250$ , плотность токов на верхнем уровне примерно вдвое меньше, чем на нижнем. Все данные относительно  $j_z$  в пятне находятся в хорошем согласии с результатами, полученными ранее [9, 13].

Горизонтальные токи, полученные, как и в [9], на основе распределений  $\mathbf{H}_\perp$  на двух уровнях, показаны на фиг. 4, в. Штриховыми отрезками обозначены векторы  $\mathbf{j}_\perp$ , для которых вследствие насыщения сигналов магнитографа можно было приближенно определить только направления. Если принять, что расстояние между уровнями в пятне, как и в фотосфере, равно  $\Delta z = 170$  км, то для плотности горизонтального тока получаем  $\mathbf{j}_\perp \sim$





Фиг. 4. Распределение плотности вертикального электрического тока  $j_z$  (в единицах  $5 \cdot 10^3 \text{ CGSE}$ ) в пятне на уровнях  $\lambda 6103$  (а) и  $\lambda 5250$  (б) и горизонтальные электрические токи (в)

Области отрицательных  $j_z$  отмечены точками

$\sim 10^5$  CGSE. Определяющая роль вертикального градиента  $H_{\perp}$  при вычислении  $j_{\perp}$

$$\partial H_x / \partial z \sim \partial H_y / \partial z \gg \partial H_z / \partial x \sim \partial H_z / \partial y,$$

является, по-видимому, следствием более высокого разрешения по глубине по сравнению с горизонтальным разрешением ( $\sim 6600$  км). В силу этого токи  $j_{\perp}$  следует рассматривать как поверхностные токи, определяемые условием для касательных слагающих  $\mathbf{H}$  на границе разрыва  $[z(\mathbf{H}_{\perp 2} - \mathbf{H}_{\perp 1})] = 4\pi/cj_{\perp}$ , где  $\mathbf{H}_{\perp 2} - \mathbf{H}_{\perp 1}$  — разность векторов поперечного поля на двух уровнях.

Горизонтальные токи в основном направлены из областей положительных  $j_z$  в места, где  $j_z < 0$ , что подтверждает предположение Северного [13] о существовании в пятне системы токов в виде витков, охватывающих жгуты силовых линий магнитного поля. Далее, как видно из сравнения фиг. 3 и 4, в, токи  $j_{\perp}$  в некоторых участках пятна направлены перпендикулярно векторам  $\mathbf{H}_{\perp}$ , что согласуется с выводом о небессиловой структуре поля пятен, сделанным ранее в [9], а также Рейролем и Семелем [14] на основе фотографических измерений  $\mathbf{H}$ .

Однако наиболее интересной особенностью найденного распределения горизонтальных токов является то, что в восточной части пятна они направлены противоположно тому, что следовало бы ожидать для кольцевого тока, возбуждающего в пятне продольное поле S-полярности. Эти токи  $j_{\perp}$  обусловили, по-видимому, уменьшение  $H_{\parallel}$  и полной напряженности  $H$  в центре пятна; кроме того, такое направление токовой петли согласуется с направлением к центру пятна сильного поперечного поля, измеренного в этом участке пятна. Тем не менее факт несоответствия между направлениями горизонтального тока и поля  $H_z$  приводит к мысли, что вряд ли найденные крупномасштабные токи  $j_{\perp}$  — именно те токи, которые генерируют вертикальное поле пятна. Здесь мы имеем дело если не с противоречием, то по крайней мере с необходимостью ограничения возможностей в интерпретации электрических токов, находимых по измерениям  $\mathbf{H}$  с низким поверхностным разрешением. Причиной может быть неанізотропность пространственного разрешения, о которой говорилось выше, поскольку истинные мелкомасштабные токи, связанные с ТС поля, могут быть выявлены, вероятно, лишь при измерениях с поверхностным разрешением, близким к разрешению по глубине (т. е.  $\sim 200$  км).

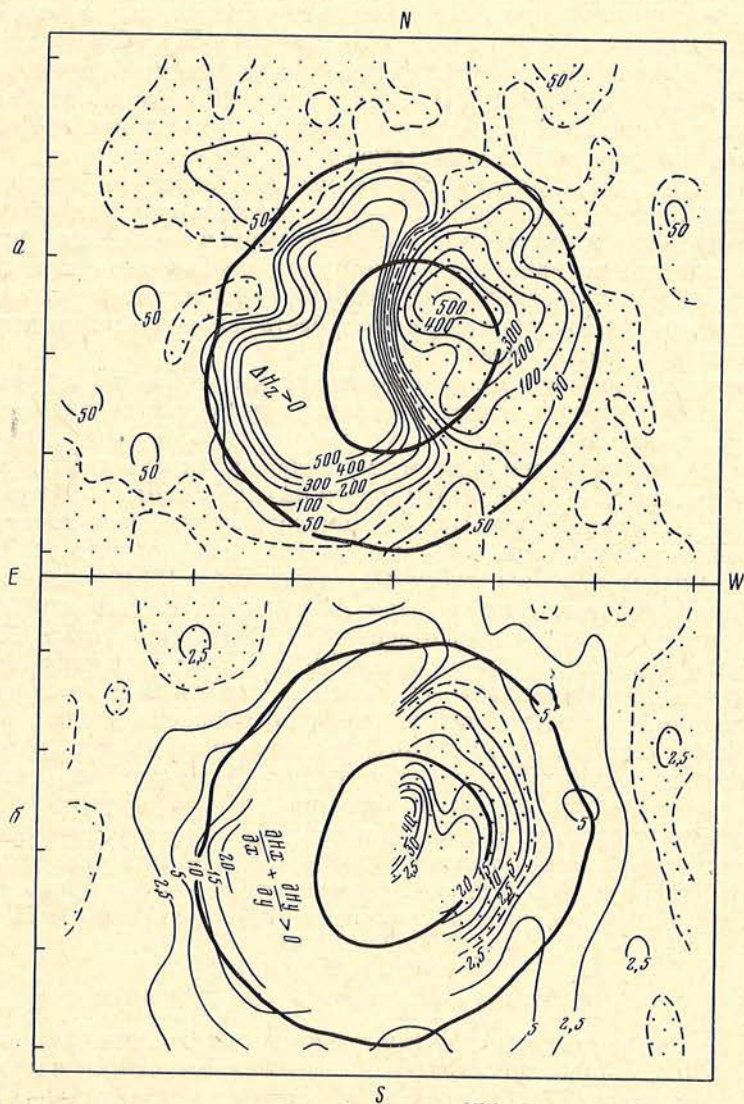
### 3. Высотный градиент магнитного поля

Одна из наиболее важных и не решенных окончательно задач — это определение градиентов магнитного поля в пятне. Со времени классической работы Кинга [15] зависимость измеренной напряженности поля от интенсивности спектральных линий была подтверждена во многих исследованиях с применением как фотографических, так и фотоэлектрических методов. Однако авторы, использовавшие различные способы расчета высотного градиента в пятнах (по изменению положения линии  $H_{\parallel} = 0$  с увеличением гелиоцентрического расстояния пятна; по асимметрии профилей спектральных линий; по линиям разной интенсивности; по распределению угла наклона силовых линий в пятне; с помощью уравнения  $\text{div } \mathbf{H} = 0$  по измерениям поперечного поля), получили результаты, различающиеся более чем на порядок: от 0,5 до 18 гс/км. Можно полагать, что неопределенность значений градиента связана не столько с различиями в используемых моделях пятна и с различиями в способах его определения, сколько с особенностями неоднородной структуры самого магнитного поля, характер проявления которых зависит от метода расчета.

Особое недоумение вызывает, в частности, различие между значениями высотного градиента, находимыми, с одной стороны, по линиям разной интенсивности (1—5 гс/км) и, с другой стороны, по расходуности силовых линий с помощью уравнения  $\text{div } \mathbf{H} = 0$  (0,4 — 0,5 гс/км).

Поскольку есть все основания трактовать измерения  $\mathbf{H}$  в двух линиях  $\lambda\lambda 5250$  и  $6103$ , как относящиеся к двум различным уровням в атмосфере пятна (их роуландовские интенсивности равны соответственно 2 и 9), то такие измерения позволяют в принципе проверить, удовлетворяет ли найденное магнитное поле уравнению  $\text{div } \mathbf{H} = 0$ . Фиг. 5 иллюстрирует распределения в пятне разности напряженностей вертикального поля  $\Delta H_z = H_z(\lambda 6103) - H_z(\lambda 5250)$  и величины  $\partial H_x/\partial x + \partial H_y/\partial y$ , относящиеся к некоторому среднему уровню. При вычислениях использовались компоненты  $\mathbf{H}$ , исправленные за эффект проекции. Обращает на себя внимание расхождение примерно на порядок между значениями высотного градиента вертикального поля, определяемыми двумя способами: по распределению  $H_z$  на двух уровнях  $\partial H_z/\partial z \sim 1 \div 3$  гс/км (при  $\Delta z = 170$  км) и по распределению горизонтального поля  $\partial H_z/\partial z \sim 0,1 - 0,5$  гс/км. Это различие обусловлено расхождением примерно на порядок между вертикальным и горизонтальным градиентами поля, на что указывалось ранее [9, 16].

Однако в поведении градиентов (фиг. 5) наиболее примечательно нали-



Фиг. 5. Распределение разности напряженностей вертикального поля  $\Delta H_z$  (гс) по измерениям  $H_z$  на двух уровнях (а) и градиент  $-\partial H_z/\partial z = \partial H_x/\partial x + \partial H_y/\partial y$  в единицах  $10^{-2}$  гс/км (среднее по измерениям  $\lambda 6103$  и  $\lambda 5250$ ) (б)

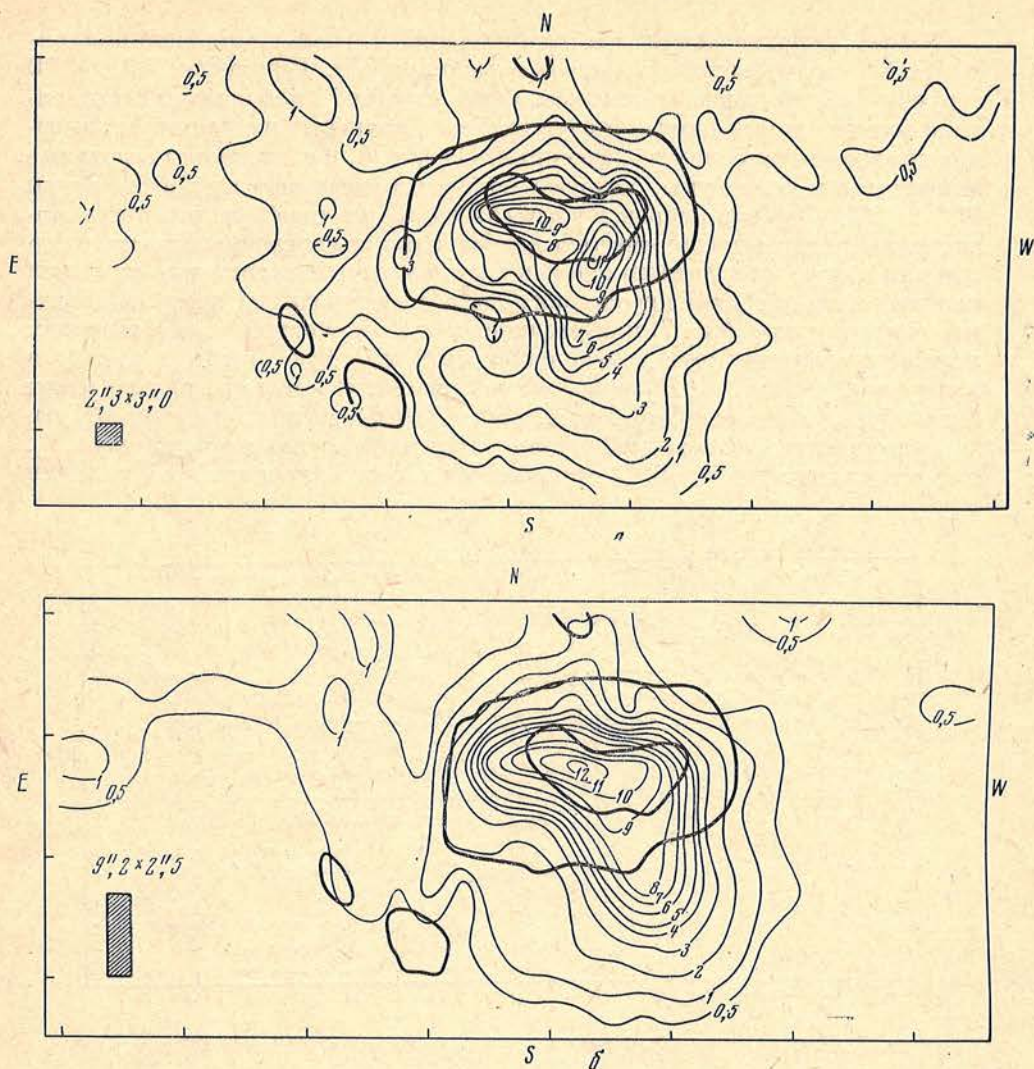
чие определенного параллелизма между знаками обеих величин  $\Delta H_z$  и  $\partial H_x/\partial x + \partial H_y/\partial y$ , несмотря на то, что при одинаковом физическом смысле (вертикальное изменение  $H_z$ ) они должны иметь противоположные знаки. Это обстоятельство не может быть объяснено ошибками калибровки, поскольку любые возможные изменения калибровочных соотношений (изменение в разумных пределах величин сигналов калибровки  $E - W$  или замена теоретических калибровочных кривых эмпирическими) не могут существенно повлиять на качественный характер распределения величины  $\partial H_x/\partial x + \partial H_y/\partial y$ , определяемый в основном расходимостью поперечного поля (т. е. азимутами  $H_{\perp}$ ). Увеличение (или уменьшение) значений  $|H_z|$  на одном из уровней, например на нижнем, может лишь привести к расширению области  $\Delta H_z > 0$  ( $< 0$ ) при увеличении самих величин  $\Delta H_z$ , не нарушая тем самым совпадения знаков между  $\Delta H_z$  и  $\partial H_x/\partial x + \partial H_y/\partial y$ . Кроме того, при небольших измеренных напряженностях поля в западном участке пятна ( $|H_z| \lesssim 800$  гс) значения разности  $|\Delta H_z| \approx 200 \div 500$  гс никак нельзя отнести на счет неточностей калибровки. В пользу реальности найденного распределения  $\Delta H_z$  говорит также тот факт, что общий характер поведения  $\Delta H_z$  в пятне не изменяется в зависимости от того, учтен или нет эффект проекции. Измерения  $\mathbf{H}$  в области тени пятна могут быть обременены значительными погрешностями (влияние контура линии, рассеянного света и др.), однако отмеченные выше особенности в поведении градиентов  $H_z$  характерны также для полутени, где искажающие факторы играют гораздо меньшую роль, чем в тени.

Таким образом, в данном случае мы действительно встречаемся с внутренним противоречием ( $\text{div } \mathbf{H} \neq 0$ ), возникающим при обычной интерпретации записей полного магнитного вектора в пятнах, полученных по линиям разной интенсивности с весьма ограниченным поверхностным разрешением. Хотя это заключение требует дальнейшего серьезного подтверждения, оно не кажется необычным в свете современных представлений о ТС магнитного поля пятен.

Правомерно поставить вопрос: можем ли мы вообще по измерению эффекта Зеемана с низким геометрическим разрешением строить непрерывное распределение  $\mathbf{H}$  в пятне, а тем более находить его градиенты? Существо вопроса связано с тем фактом, что сглаженная картина поведения  $\mathbf{H}$  в масштабах пятна ( $\sim 35\ 000$  км) строится на основе измерений суммарного эффекта от множества элементов ТС, попадающих в щель спектрографа, причем неизвестно, с каким весом входит сигнал от каждого элемента. Из косвенных оценок размеров ячеек ТС, сделанных в [5] и подтвержденных стратосферными фотографиями пятен, следует, что характерный размер  $d$  неоднородностей в пятне гораздо меньше  $1''$ . Если принять  $d \approx 200$  км, то при наблюдаемых флуктуациях поля  $\Delta H \approx 300$  гс горизонтальный градиент поля должен составлять  $\sim 1,5$  гс/км, т. е. быть того же порядка, что и вертикальный градиент, определяемый по измерениям поля в линиях разной интенсивности. В силу этого несоответствие между градиентами, находимыми двумя разными способами (фиг. 5), может быть целиком отнесено за счет неоднородности разрешения: так как разрешение по оси  $z$  более чем на порядок лучше горизонтального разрешения, то наличие ТС, по существу, обуславливает разрыв между сглаженными распределениями  $\mathbf{H}$  на двух близких друг к другу уровнях, что, в свою очередь, проявляется в кажущемся нарушении уравнения непрерывности  $\text{div } \mathbf{H} = 0$ .

#### 4. Измерение $\mathbf{H}$ в пятне с различным поверхностным разрешением

Свойства ТС магнитных полей и влияние разрешения на запись  $H_{\parallel}$  и  $H_{\perp}$  при малых напряженностях (вне пятен) статистически изучались недавно Григорьевым [17]. Он показал, что напряженность поперечного поля, измеренная со щелью высотой  $\sim 18''$ , составляет 0,73 от истинной; про-

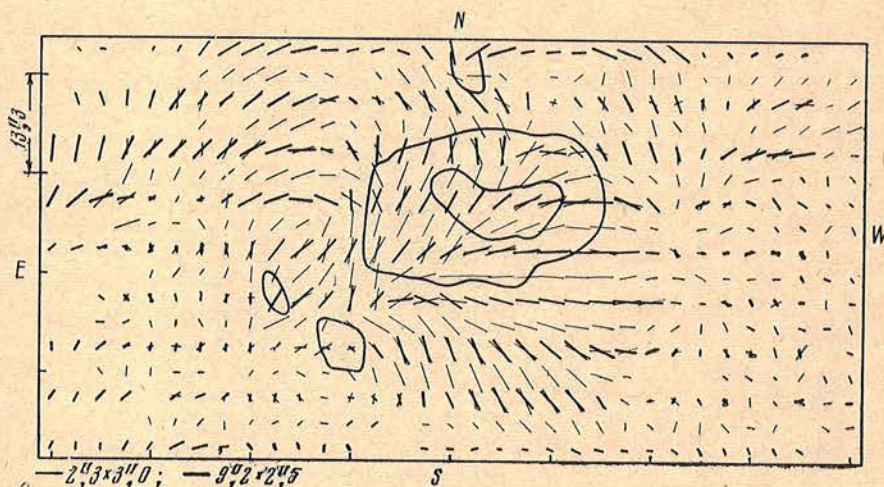


Фиг. 6. Сигналы линейной поляризации  $\delta_1$  (в единицах  $0,0375 (E - W)$ ) в пятне, полученные со щелями спектрографа  $2'',3 \times 3'',0$  (а) и  $9'',2 \times 2'',5$  (б)

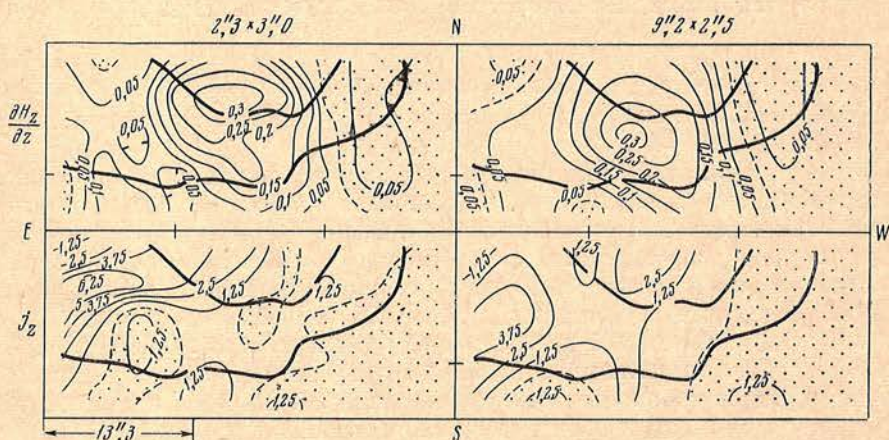
дольное поле занижается при том же разрешении в два раза. При этом предполагалось, что истинная структура поля обладает характерным масштабом изменения  $\sim 4''$ .

В связи с тем, что было сказано о структуре поля, его градиентах и электрических токах в разделе 3, чрезвычайно интересно посмотреть, каким образом может измениться в пятне конфигурация поля при применении различного разрешения. С этой целью вектор  $\mathbf{H}$  в схеме магнитографа для одновременной регистрации трех компонент поля [18] измерялся по линии  $\lambda 5250$  дважды: со щелью  $2'',3 \times 3'',0$  и с обычной щелью  $9'',2 \times 2'',5$  — для пятна № 301 по «Солнечным данным» за 31.VIII 1969 г. Важно отметить, что наблюдения с малой щелью велись при хороших изображениях и при дрожаниях, не превышавших  $2''$ . Скорость сканирования и постоянная времени в обоих случаях равнялись  $1''/\text{сек}$  и  $2^{\text{s}},5$  соответственно, частота строк сканирования при более высоком разрешении (через  $3'',3$ ) была вдвое больше обычной, что необходимо для почти полного покрытия сканируемой области.

На фиг. 6 приведены карты распределения сигналов линейной поляризации  $\delta_{\perp}$ , полученные с различным разрешением. При щели  $2''{,}3 \times 3''{,}0$  структура поперечного поля имеет более сложный, клячковатый вид, однако максимальные значения  $\delta_{\perp}$  в пределах точности измерений примерно одинаковы при обоих разрешениях. На фиг. 6, а выделяются отдельные максимумы и минимумы, которые полностью исчезают при разрешении  $9''{,}2 \times 2''{,}5$ . Особенно обращает на себя внимание тот факт, что при высоком разрешении в пятне имеются два максимума поперечного поля, тогда как при плохом разрешении они сливаются в один. Аналогичные различия характерны и для карт продольного поля, не приводимых здесь. Азимуты поперечного поля (фиг. 7) при различных щелях спектрографа в основном хорошо повторяют друг друга, однако имеются существенные различия между направлениями  $H_{\perp}$  в некоторых участках, которые вряд ли могут быть обусловлены ошибками измерений. В частности, наличие при высоком разрешении на восточной границе полутени отдельного максимума  $\delta_{\perp}$ , отсутствующего на фиг. 6, б, проявляется также в значительном различии



Фиг. 7. Направления поперечного поля при двух различных разрешениях



Фиг. 8. Градиент  $\frac{\partial H_z}{\partial z} = -\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y}$  (гс/км) и плотность вертикального тока  $i_z$  ( $10^8$  CGSE) по измерениям с различным разрешением  
Точками отмечены области положительных значений

( $\sim 52^\circ$ ) азимутов  $H_\perp$  при разных разрешениях. Так как время между двумя последовательными записями поля не превышало  $40^m$ , то все отмеченные различия не могут быть объяснены эволюционными изменениями структуры поля и должны быть полностью приписаны влиянию разрешения.

Имея в виду первостепенное значение явления тонкой структуры, наиболее важно выяснить, в какой степени разрешение скажется на градиентах поля и электрических токах, необходимых с помощью линейного дифференцирования компонент  $\mathbf{H}$ . На фиг. 8 приведены распределения в пятне градиента  $\partial H_z/\partial z = -\partial H_x/\partial x - \partial H_y/\partial y$  и вертикального тока  $j_z = c/4\pi (\partial H_y/\partial x - \partial H_x/\partial y)$ , вычисленные после исправления  $\mathbf{H}$  за эффект проекции ( $\theta = 40^\circ$ ). Карты градиента  $\partial H_z/\partial z$  при обоих разрешениях в общих чертах подобны друг другу, тем не менее видно, что для случая высокого разрешения характерна большая тонкоструктурность. Некоторое смещение (на  $3'',3$ ) областей с наибольшим градиентом (в обоих случаях  $|\partial H_z/\partial z|_{\max} = 0,35 \text{ гс/км}$ ) друг относительно друга обусловлено главным образом тем, что частота строк сканирования со щелью  $9'',2 \times 2'',5$  была вдвое меньше, чем со щелью  $2'',3 \times 3'',0$ .

Наибольшая зависимость от разрешения имеет место для вертикальных электрических токов: при высоком разрешении внутри пятна обнаруживаются области с токами  $j_z > 0$ , которые отсутствуют при плохом разрешении. Область максимальных токов на картах с разным разрешением расположена примерно в одном и том же участке пятна, однако следует отметить смещение на те же  $3'',3$ , а также тот факт, что при высоком разрешении максимальная плотность тока существенно больше, чем при низком:  $6,4 \cdot 10^3$  и  $4,8 \cdot 10^3$  CGSE соответственно. Кроме того, участок с наибольшими  $|j_z|$  при разрешении  $2'',3 \times 3'',0$  имеет гораздо меньшие размеры, чем при разрешении  $9'',2 \times 2'',5$ , и расположен очень близко к области положительных  $j_z$ . При низком разрешении эта картина значительно сглаживается, в результате чего область  $j_z > 0$  в южной части пятна почти полностью исчезает, а область наибольших  $|j_z|$  за счет этого имеет большую протяженность.

## 5. Обсуждение результатов

Различие в величине и знаке между вертикальным градиентом  $\partial H_z/\partial z$ , вычисленным из распределений  $H_z$  на двух уровнях в пятне, и градиентом  $-\partial H_x/\partial x - \partial H_y/\partial y$ , полученным из измерений поперечного поля, может быть всецело обусловлено неизотропностью пространственного разрешения (различием более чем на порядок между разрешением по глубине и в горизонтальном направлении) при наличии мелкомасштабных неоднородностей поля. Неучет ТС при измерениях поля с весьма ограниченным гелиометрическим разрешением может привести к противоречивым результатам, что в нашем случае, в частности, выразилось в кажущемся нарушении уравнения  $\text{div } \mathbf{H} = 0$ , а также в отсутствии соответствия между направлениями горизонтального тока и вертикального поля в пятне.

При более высоком разрешении распределения как напряженности  $H_\parallel$ ,  $H_\perp$ , так и градиента  $\partial H_z/\partial z = -\partial H_x/\partial x - \partial H_y/\partial y$  и особенно электрического тока  $j_z$  имеют более сложный и тонкоструктурный характер. Однако переход от апертуры  $9'',2 \times 2'',5$  к апертуре  $2'',3 \times 3'',0$  оказывается недостаточным, чтобы значительно повлиять на градиент  $\partial H_z/\partial z$ : его величина и общий характер распределения изменились незначительно при повышении разрешения. В какой-то мере это объясняется тем обстоятельством, что размер щели спектрографа был уменьшен лишь по одной координате (по оси  $y$ ), в то время как вдоль оси  $x$  разрешение почти не менялось ( $2'',5 \rightarrow 3'',0$ ). Вместе с тем улучшение разрешения весьма сильно видоизменило структуру вертикальных токов, вызвав смену знака  $j_z$  в отдельных местах пятна, некоторое увеличение абсолютных значений  $j_z$  и уменьшение размеров областей, занятых токами одного знака. Поэтому

распределения градиентов и электрических токов, найденные здесь и в [9, 13] по измерениям  $\mathbf{H}$  с довольно низким поверхностным разрешением, следует рассматривать лишь как очень грубую картину, где скрыта ТС, играющая, по-видимому, важнейшую роль.

Вместе с тем необходимо заметить, что не исключена также неизотропность ТС самого поля. Зверевой и Северным [16] было отмечено, что поперечное поле в активной области отличается большей неоднородностью, чем продольное поле. Это выражается, например, в резком изменении азимута  $H_{\perp}$  (поворот на  $180^{\circ}$ ) на участках размером в несколько секунд дуги, в то время как для  $H_{\parallel}$  характерно гораздо более плавное изменение по поверхности. К выводу об отсутствии очень тонкой структуры  $H_{\parallel}$  в невозмущенных областях Солнца на основе фотоэлектрических наблюдений пришел также Ливингстон [49], нашедший, что слабые поля имеют характерный размер  $\sim 2''$  (в отличие от полей яркости и скорости, которые обладают ТС, находившейся на пределе разрешения 500 км). Более сильное изменение поля с глубиной по сравнению с изменением в горизонтальном направлении может быть проявлением значительной уплотненности, которая, вероятно, очень характерна для ТС деталей солнечной поверхности и связана с более быстрыми изменениями физических параметров (газовое давление, плотность, скорость направленных движений) по глубине, чем в картинной плоскости. Эти соображения дают основание считать электрические токи, найденные здесь, а также аналогичным методом и при том же разрешении в [9, 13, 16], в какой-то мере соответствующими действительности.

Анализ эффекта Зеемана в спектральных линиях с различным возбуждением [4, 20], а также исследование лучевых скоростей и  $\lambda$ -компоненты в пятнах [21] приводит многих авторов к представлению о двухкомпонентной модели пятна, состоящей из горячих и холодных элементов с разной напряженностью поля. Более того, часто наблюдаемое расщепление самой  $\lambda$ -компоненты говорит о возможности существования внутри пятен элементов с полем противоположного знака, причем, согласно точке зрения Бекерса и Шрётера [5], обычно измеряемое поле 2000—3000 гс относится к темным межгранульным областям тени, в то время как слабое поле противоположной полярности (около  $-200$  гс) соответствует ярким гранулам. Все эти факты вместе с полученными здесь результатами убедительно говорят об исключительном значении пространственного разрешения при изучении магнитного поля пятен, отличающегося крайней неоднородностью.

Поскольку полученное с плохим разрешением распределение  $\mathbf{H}$  в пятне (макроструктура поля) не представляет истинную конфигурацию (микроструктуру) поля, определяемую ТС элементами (которые не разрешаются инструментом и которые обладают, возможно, собственными магнитными моментами, упорядоченно ориентированными в пятне), то получение абсурдного результата  $\text{div } \mathbf{H} \neq 0$  оказывается вполне возможным. Здесь уместно провести некоторую формальную аналогию с описанием поля в магнетиках, в которых также вводится понятие макрополя, получаемого путем усреднения напряженностей истинного поля, создаваемого микроскопическими токами.

По-видимому, не с настойчивыми попытками установления средних характеристик магнитного поля, а с проникновением в свойства тонкоструктурных элементов связан дальнейший прогресс в исследовании магнетизма пятен.

Автор благодарен акад. А. Б. Северному за полезную критику и ценные замечания.

30 ноября 1970 г.



## Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 3.
2. J. O. Stenflo. Acta Univ. Lund, 1968, II, N 4; N 2.
3. N. R. Sheeley. Solar Phys., 1967, 1, N 2, 171.
4. V. N. Obridko. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1968, 19, N 4, 183.
5. J. M. Veckers, E. H. Schroter. Solar Phys., 1968, 4, N 3, 303.
6. J. M. Veckers, E. H. Schroter. Solar Phys., 1969, 10, N 2, 384.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 3.
8. М. Д. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 89.
9. В. А. Котов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 67.
10. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, 36, № 2, 208.
11. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
12. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 39, 317.
13. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 34.
14. J. Raugole, M. Semel. Astron. and Astrophys., 1970, 6, N 2, 288.
15. R. V. King. Astrophys. J., 1934, 80, 136.
16. А. М. Зверева, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 97.
17. В. М. Григорьев. Солнечные данные, 1969, № 6, 77.
18. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 76.
19. W. Livingston. Astron. J., 1968, 73, N 5, pt 2, 69.
20. M. Makita. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, N 2, 145.
21. Н. В. Стещенко. Доклад на симпозиуме МАС № 43, Париж, 1970.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОЯРКОСТИ НА КРАЮ СОЛНЕЧНОГО ДИСКА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗАТМЕНИЙ 22 СЕНТЯБРЯ 1968 ГОДА И 7 МАРТА 1970 ГОДА

Н. Я. Николаев, Ю. Ф. Юровский

Изучение материалов двух затмений показывает, что эффективная температура невозмущенной центральной части диска Солнца на волне 10 см около  $40 \cdot 10^3$  °К. Распределение радиояркости вблизи лимба имеет максимум на расстоянии  $20 \cdot 10^3$  км над видимым краем Солнца. Эффективная температура в максимуме поярчения 7.III 1970 г. достигала  $275 \cdot 10^3$  °К, а 22.IX 1968 г. —  $145 \cdot 10^3$  °К. Возможной причиной меньшей степени поярчения лимбовой области 22.IX, по-видимому, было экранирование части излучения короны сравнительной холодной материей протуберанца. Радиоизлучение локальных источников прослеживается до высоты порядка  $60 \cdot 10^3$  км над лимбом с максимумом яркости на высоте  $20 \cdot 10^3$  км.

THE DISTRIBUTION OF THE RADIOBRIGHTNESS NEAR THE SOLAR LIMB FROM THE OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSES ON THE 22nd OF SEPTEMBER 1968 AND THE 7th OF MARCH 1970 AT WAVELENGTH OF 10 cm by N. Ya. Nikolaev, Yu. F. Yurovsky. — It was found from the observations of the solar eclipses on the 22nd of September 1968 and the 7th of March 1970 that quiet regions of the solar disk had brightness temperature of  $40 \cdot 10^3$  °K at 10 cm. The brightness distribution of the quiet sun shows a maximum outside the limb extending to a height of  $20 \cdot 10^3$  km. The maximum had a temperature of  $145 \cdot 10^3$  K and  $275 \cdot 10^3$  °K on the 22nd September 1968 and on the 7th of March 1970 respectively. The presence of the extensive prominence in the region of first contact at 22nd of September 1968 was considered to be the possible cause of smaller limb-brightening. The height extent of local sources at 10 cm are about  $60 \cdot 10^3$  km but the region of maximum brightness layer is at the height of  $20 \cdot 10^3$  km above the photosphere.

Известно, что распределение радиояркости по диску Солнца на волне 10 см характеризуется повышением эффективной температуры вблизи лимба. Однако имеющиеся в литературе сведения о положении максимума яркости относительно края диска и о его величине неполны и противоречивы. Определенный интерес представляет также распределение по высоте радиояркости локальных источников, находящихся вблизи лимба.

Для изучения этих особенностей солнечного радиоизлучения нами рассмотрены материалы наблюдений двух затмений Солнца на волне 10 см. Наблюдения 22.IX 1968 г. проводились близ Симеиза в отделе радиоастрономии Крымской астрофизической обсерватории на двух инструментах одновременно: на малом радиотелескопе с размерами зеркала  $3 \times 7$  м<sup>2</sup>, который обеспечивал точность регистрации плотности потока около 1%, и на 22-м радиотелескопе РТ-22, позволявшем замечать изменение антенной температуры с точностью 0,5%.

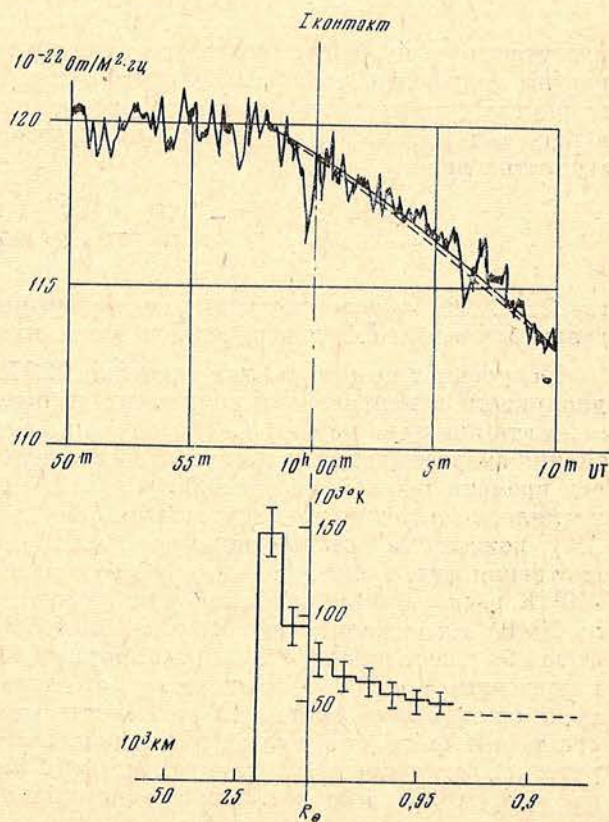
Наблюдения 7.III 1970 г. проводились экспедиционной группой Крымской астрофизической обсерватории на Кубе, близ Гаваны. Радиотелескоп с диаметром зеркала 2,2 м был оснащен параметрическим усилителем; ширина шумовой дорожки на записи составляла около 0,7% от полного потока.

Во всех установках использовался квазиузулевой метод регистрации с непрерывным контролем коэффициента усиления радиометра и температуры опорного канала. Величина плотности потока в день затмения в обоих случаях определялась с точностью около 10% по тепловому радиоизлучению Луны.

Согласно [1], во время затмения 22.IX 1968 г. на диске Солнца вблизи I контакта активных областей не было. Однако следует заметить, что над лимбом в этом районе наблюдался протяженный протуберанец. Тем не менее в связи с отсутствием групп пятен и флоккул район I контакта во время затмения 22.IX 1968 г. мы рассматриваем как участок невозмущенного Солнца.

Записи, полученные на малом радиотелескопе, предварительно были сглажены методом скользящего усреднения. Уровень плотности потока регистрировался каждые 2 сек с помощью цифрового печатающего вольтметра. Интервал усреднения был взят равным 1 мин. Копия записи приведена на фиг. 1, где сплошной линией обозначен ход затмения, полученный в результате усреднения.

Запись на радиотелескопе РТ-22 в момент I контакта содержала заметные флуктуации, связанные с дискретностью работы вычислительной машины в системе управления телескопом. Для их исключения были совместно обработаны записи, полученные на РТ-22 одновременно на волнах 10 и 3 см. При этом принимались во внимание также регистрограммы угловых ошибок ведения радиотелескопа. Учет конечной ширины диаграммы направленности производился с помощью моделирования обстоятельств затмения на ЭЦВМ. Сравнение кривых затмения, полученных на РТ-22 (штриховая линия на фиг. 1) и на малом радиотелескопе, показывает довольно близкое соответствие между ними. Для большей уверенности при вычислении радиояркости принималась средняя величина изменения потока по наблюдениям на двух инструментах.



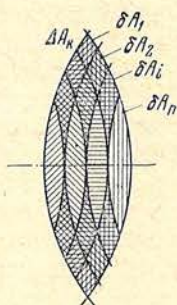
Фиг. 1. Участок записи затмения 22.IX 1968 г. на волне 10 см, включающий I контакт. Распределение радиояркости на краю диска в районе I контакта

Размер радиодиска был найден из сравнения моментов времени точки перегиба (I радиоконтакт) на кривой затмения и оптического контакта. В районе I контакта радиорadius оказался равным  $(1,03 \pm 0,005) R_{\odot}$ . Яркостная температура  $\bar{T}_n$ , усредненная по некоторой площадке  $\Delta A$ , закрываемой диском Луны в течение интервала времени  $\Delta t$ , может быть найдена по формуле

$$\bar{T}_n = \frac{\Delta S \lambda^2 A}{2k \Omega_{\odot} \Delta A},$$

где  $\Delta S$  — изменение плотности потока за интервал  $\Delta t$ ,  $\lambda$  — длина волны,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  дж/град,  $\Omega_{\odot} = 6,8 \cdot 10^{-5}$  стер — телесный угол видимого диска Солнца,  $A$  — площадь диска в произвольных единицах измерения,  $\Delta A$  — площадь рассматриваемой площадки в долях площади диска.

Однако в этом случае более яркие лимбовые области  $\delta A_i$  (фиг. 2) вносят существенный вклад в среднюю по площадке  $\Delta A_k$  температуру  $\bar{T}_{нк}$ . Более точное распределение радиояркости вдоль радиуса можно получить, разбивая площадку  $\Delta A_k$  с известной средней температурой  $\bar{T}_{нк}$  на



Фиг. 2. Иллюстрация к методике расчета распределения радиояркости вдоль солнечного радиуса

ряд участков  $\delta A_i$ . Тогда, исходя из понятия средней эффективной температуры излучающей области [2] путем замены интегрирования по телесному углу суммированием по участкам  $\delta A_i$ , выражение для яркостной температуры центральной части  $\delta A_k$  рассматриваемой площадки  $\Delta A_k$  можно записать в виде

$$T_{нк} = \bar{T}_{нк} \frac{\Omega_k}{\Omega_n} - \sum_1^{n-1} T_{ni} \frac{\Omega_i}{\Omega_n},$$

где  $\Omega_k$ ,  $\Omega_i$ ,  $\Omega_n$  — телесные углы, под которыми видна площадка  $\Delta A_k$ , отдельный участок  $\delta A_i$  и центральная часть площадки  $\delta A_n$  соответственно.

Полученное по материалам затмения 22.IX 1968 г. распределение радиояркости в направлении солнечного радиуса на краю диска вблизи I контакта показано на фиг. 1. Известная из оптических обстоятельств затмения скорость движения Луны относительно Солнца позволяет заменить ось времени шкалой расстояния. Значение яркостной температуры вычислялось для одинаковых участков ( $\delta A_n$  на фиг. 3) в центре площадок  $\Delta A_k$ , каждую из которых закрывал диск Луны в течение 1 мин. Из рассмотрения фиг. 1 следует, что максимум радиояркости  $T_n = (145 \pm 20) \cdot 10^3$ °К располагается за видимым краем диска Солнца на расстоянии около  $20 \cdot 10^3$  км от фотосферы. Яркость быстро уменьшается в направлении от лимба к центру диска и на расстоянии  $0,9 R_{\odot}$  от центра приближается к значению  $40 \cdot 10^3$ °К. По-видимому, это величина эффективной температуры «спокойного» Солнца (B-компонента радиоизлучения Солнца). Для сравнения была определена эффективная температура невозмущенного участка, отмеченного штриховкой на фиг. 3, которая оказалась равной  $(37 \pm 4) \cdot 10^3$ °К. Близкое соответствие яркостной температуры централь-

ной части диска и того предела, к которому стремится величина радиояркости при удалении от края к центру, свидетельствует в пользу справедливости проведенных выше вычислений и дает основание утверждать, что радиояркость невозмущенных участков Солнца 22. IX 1968 г. составляла  $(37 \pm 4) \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ .

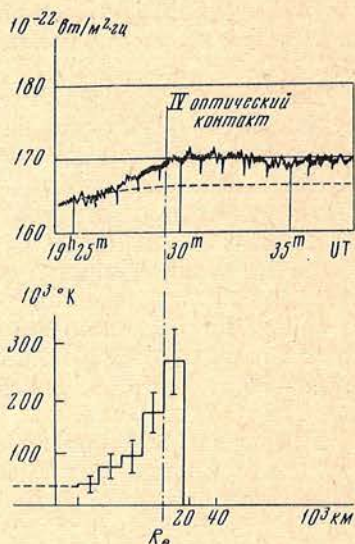
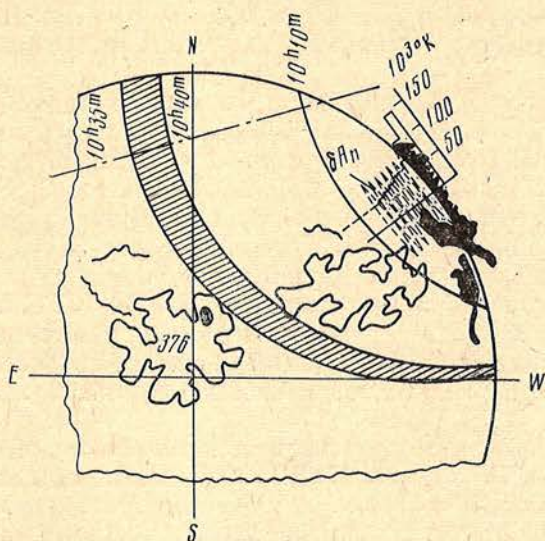
Во время наблюдений другого затмения, 7. II 1970 г., согласно [3], активных областей в районе IV контакта не было. Не обнаруживаются локальных радиоисточников в этой области диска и на одномерных радиокартах Солнца на волнах 6 и 10,7 см [3, 4]. Поэтому район IV контакта рассматривается нами как участок невозмущенного Солнца. На фиг. 4 представлена часть записи общего потока, соответствующая моменту IV контакта. Штриховой линией обозначено расчетное изменение потока радиоизлучения при открытии равномерно яркого диска с  $T_e = 60 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$  и  $R = R_\odot$ . Предварительная обработка материала заключалась в вычитании из записи общего потока случайных флуктуаций мощности опорного шумового генератора, зарегистрированных на записи контрольного канала.

Проведенный по описанной выше методике анализ записи показал, что радиолимб Солнца вблизи точки IV контакта 7. III 1970 г. находился на расстоянии около  $(20 \pm 5) \cdot 10^3 \text{ км}$ , или  $(0,03 \pm 0,005) R_\odot$  от фотосферы. Распределение радиояркости для этого случая представлено в нижней части фиг. 4. Вертикальные отрезки на графике соответствуют величине погрешности, вызванной неопределенностью аппроксимации записи в пределах ширины шумовой дорожки. Как и во время затмения 22. IX 1968 г., максимум радиояркости находится за краем видимого диска. Эффективная температура в области максимума равна  $(275 \pm 90) \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ , что заметно выше, чем было 22. IX 1968 г. Температура невозмущенной центральной части диска Солнца, усредненная по полоске, отмеченной штриховкой на фиг. 5, получилась равной  $(40 \pm 4) \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ , т. е. в пределах погрешностей она оказалась такой же, как и в день затмения 22. IX 1968 г.

Кроме распределения радиояркости по диску невозмущенного Солнца, полученные нами материалы позволяют исследовать радиоизлучение локальных источников, расположенных вблизи лимба. Во время затмения 22. IX 1968 г. у восточного лимба в районе IV контакта находилось несколько групп пятен, обозначенных № 387, 388, 389 и 390 в [1] (фиг. 6). Группа № 387 в проекции на диск Солнца была на расстоянии приблизительно  $30 \cdot 10^3 \text{ км}$  от лимба. Группы № 388, 389 и 390 располагались на невидимой полусфере на расстоянии около  $(5 \div 10) \cdot 10^3 \text{ км}$  от лимба. Площади групп на следующий день составляли 135, 26, 77 и 53 миллионных долей полусферы соответственно.

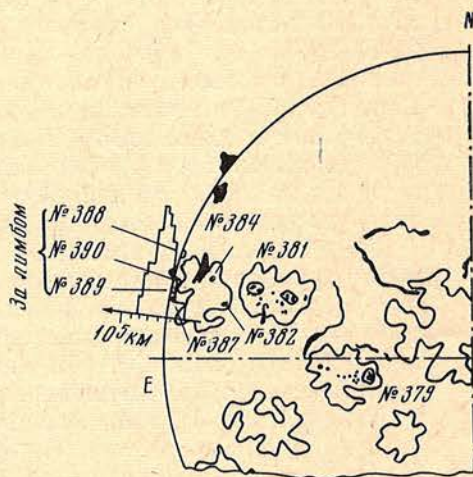
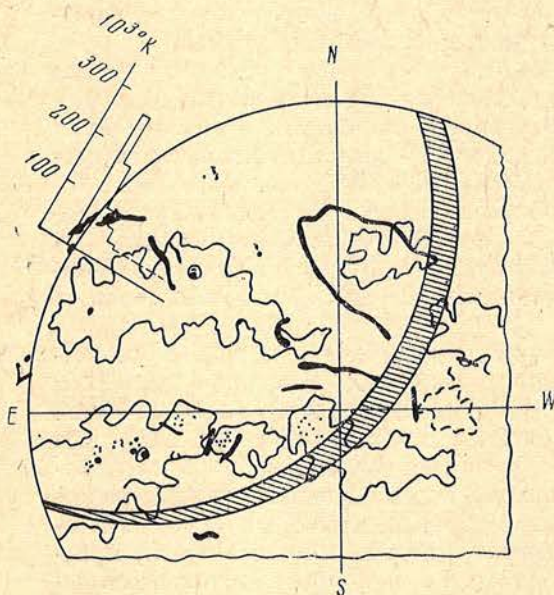
Для выделения повышенного радиоизлучения, связанного с указанными группами, использовалась запись затмения, полученная на 22-м радиотелескопе, так как большая эффективная площадь антенны РТ-22 обеспечивала лучшее соотношение сигнала к шумам по сравнению с малым радиотелескопом. Чтобы учесть поярчание вблизи лимба, обусловленное излучением невозмущенного Солнца, участки записи вблизи точек I и IV контактов были совмещены таким образом, чтобы моменты оптических контактов совпадали. Приращение плотности потока за 1 мин, представляющее распределение радиояркости по источнику, находилось по разности между сглаженной записью I контакта (сплошная линия на фиг. 7) и усредненной записью IV контакта (штриховая на фиг. 7). При этом допускалось, что поярчание к краю диска вблизи I и IV контактов одинаково. Полученное распределение радиояркости над группами пятен № 387, 388, 389 и 390 в относительных единицах изображено на фиг. 7 и на зарисовке групп на фиг. 6.

Из этих данных следует, что распределение радиояркости имеет максимум, который расположен на высоте порядка  $20 \cdot 10^3 \text{ км}$  от края видимого диска. Верхняя граница радиоисточника достигает высоты  $60 \cdot 10^3 \text{ км}$  над



Фиг. 3. Оптические образования на диске Солнца 22.IX 1968 г. в районе I контакта  
Яркая температура невозмущенной области Солнца (заштрихована) равна  $(37 \pm 4) 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$

Фиг. 4. Участок записи и распределение радиояркости на краю диска во время затмения 7.III 1970 г.

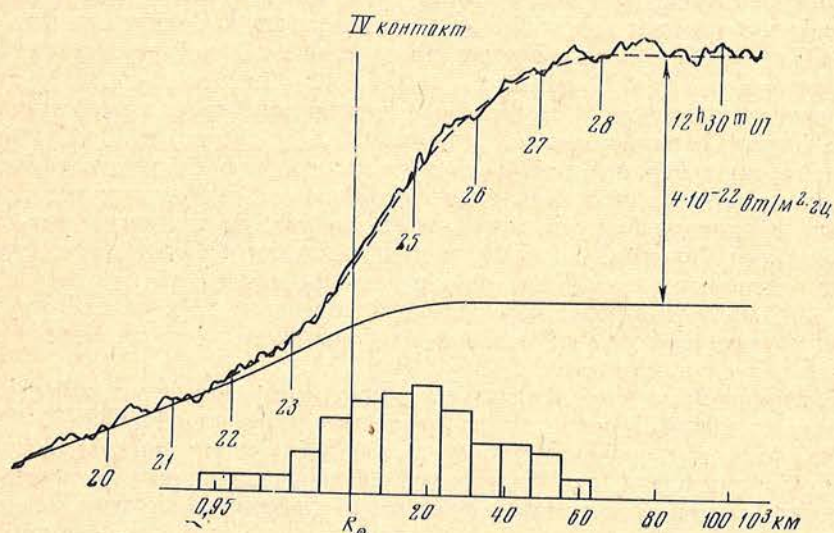


Фиг. 5. Оптические образования на диске Солнца 7.III 1970 г. в районе IV контакта  
Яркая температура заштрихованной области равна  $(40 \pm 4) 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$

Фиг. 6. Распределение радиояркости над лимбовыми группами пятен 22.IX 1968 г.

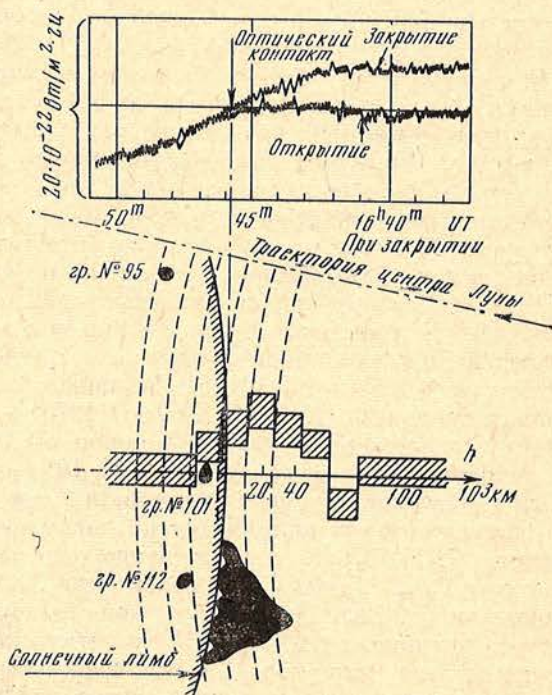
лимбом. Полный поток от источника, определенный по записи на малом радиотелескопе, составил  $4 \cdot 10^{-22}$   $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ . Яркостная температура нами не оценивалась из-за отсутствия точных сведений о площади излучающей области (известен ее размер только в одном направлении).

Во время затмения 7.III 1970 г. на западном лимбе Солнца находились группы пятен № 95, 101 и 112 [3]. При прохождении по диску Солнца группы № 95 и 101 упрощались. 7.III группа № 101 состояла только из одного пятна с площадью 64 м. д. п., а группа № 95 — из двух пятен общей площадью 20 м. д. п. Группа № 112 появилась в день затмения и состояла из трех пятен с общей площадью 23 м. д. п., над которыми располагался протуберанец. Эскиз оптически видимых образований вблизи точки I контакта 7.III 1970 г. приведен на фиг. 8. Положения пятен нане-



Фиг. 7. Участок записи затмения 22.IX, соответствующий открытию локального источника вблизи IV контакта

Внизу — распределение радиояркости по источнику



Фиг. 8. Участок записи, эскиз оптических образований и распределение радиояркости в районе I контакта 7.III 1970 г.

сены по данным [3] с учетом вращения Солнца. Штриховые линии на эскизе лимбовой области обозначают последовательные положения края лунного диска с интервалом в 1 мин.

Резкое уменьшение плотности потока (I радиоконтакт) совпало с началом закрытия протуберанца над группой № 112. Вклад в общий поток радиоизлучения на волне 10 см от излучения протуберанца можно оценить по формуле

$$S = \frac{2kT_{\pi}}{\lambda^2} \Omega_{\pi},$$

учитывая, что при электронной температуре  $T_e = 1,4 \cdot 10^4$  °К, концентрации электронов  $N_e = 10^{10}$  см<sup>-3</sup> и размерах по лучу зрения  $l = 10^9$  см [5] протуберанец имеет оптическую толщину для волны 10 см  $\tau \gg 1$ . Если согласно фиг. 8 размеры протуберанца в плоскости диска Солнца принять равными  $50 \times 50 \cdot 10^3$  км, то закрытие протуберанца Луной должно дать изменение потока меньше, чем на величину  $0,03 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·ц. Такое значение потока находится за пределами точности регистрации наших наблюдений. Таким образом, можно, по-видимому, полагать, что собственное излучение протуберанца пренебрежимо мало по сравнению с эффектом поярчания вблизи лимба. Вещество протуберанца, вероятно, экранировало часть излучения более горячих слоев короны. Принимая во внимание размеры протуберанца, величину и положение лимбового поярчания нетрудно убедиться, что эффект экранирования в этом случае составляет менее 10% от радиояркости локального источника. На основании этих оценок мы пренебрегали влиянием протуберанца на распределение радиояркости над группами пятен № 95, 101 и 112.

Избыточное излучение, связанное с активными областями, выделялось таким же способом, как и при обработке материалов затмения 22.IX 1968 г. График разности значений потока за каждую минуту показан на эскизе активной области (фиг. 8). Штриховкой обозначена величина погрешностей результата. Приращение, появившееся на графике из-за отклонения на записи невозмущенного Солнца и, по-видимому, не связанное с закрытием источника над пятнами, условно изображено ниже нулевой линии. Шкала высоты над фотосферой нанесена на продолжении радиуса Солнца, проходящего через пятно группы № 101.

Обстоятельства затмения не позволяют однозначно локализовать источники, связанные с каждой группой в отдельности. Можно лишь утверждать, что суммарное избыточное радиоизлучение над группами № 95, 101 и 112 7.III 1970 г. прослеживается до высоты порядка  $60 \cdot 10^3$  км с максимумом яркости на высоте около  $20 \cdot 10^3$  км над лимбом. Степень круговой поляризации радиоизлучения этого источника, по-видимому, не превышает 10%, так как при его закрытии существенного изменения уровня на записи поляризационного канала не произошло.

Таким образом, сравнивая результаты обработки материалов двух затмений, мы приходим к заключению, что эффективная температура невозмущенной центральной части диска Солнца мало меняется со временем и составляет  $(37 \div 40) \cdot 10^3$  °К. Радиоизлучение локальных источников, наблюдавшихся 22.IX 1968 г. и 7.III 1970 г. вблизи лимба, в обоих случаях прослеживается до высоты порядка  $60 \cdot 10^3$  км. Максимум радиояркости находится на расстоянии около  $20 \cdot 10^3$  км над лимбом. Размеры источников вдоль радиуса диска составляли 2'0 и 1'6 соответственно.

Распределение радиояркости по диску невозмущенного Солнца вблизи лимба 7.III 1970 г. характеризовалось максимумом эффективной температуры  $T_{\pi} = 275 \cdot 10^3$  °К на расстоянии  $20 \cdot 10^3$  км от видимого края солнечного диска. Если температура короны порядка  $10^6$  °К, а механизм излучения радиоволн тепловой [6], то оптическая толща короны вдоль луча зрения должна быть около 0,3. Как известно, в этом случае яркостная температура пропорциональна пути луча в излучающей среде. Во время за-



тмения 22.IX 1968 г. всю исследуемую область вблизи I контакта перекрывал протяженный протуберанец (фиг. 3). Приведенные оценки показывают, что протуберанец непрозрачен для радиоволн длиной 10 см. Его холодная материя должна экранировать излучение лежащих за ним горячих слоев короны, т. е. путь луча в короне должен сократиться приблизительно вдвое и в два раза должна уменьшиться яркостная температура излучающей области.

Действительно, величина поярчания на краю диска 22.IX 1968 г. оказалась приблизительно вдвое меньше ( $145 \cdot 10^3$  °K), чем на той же гелиошироте во время затмения 7.III 1970 г. ( $275 \cdot 10^3$  °K). Размеры радиодиска в пределах точности измерений в обоих случаях оказались одинаковыми. Если бы различие в эффективной температуре поярчания было связано с разной структурой нижних слоев короны, то трудно было бы ожидать равенства радиодиаметров. Таким образом, экранирующее действие протуберанца, по-видимому, может служить одной из причин, объясняющих наблюдавшееся различие в величине яркостных температур на краю диска. Следует особо подчеркнуть, что полученное нами значение температуры в максимуме поярчания хорошо согласуется с результатами вычислений, выполненных в [7], но почти в три раза выше, чем дают приведенные в [8] расчеты по модели короны Баумбаха — Аллена.

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить Н. Н. Ерюшеву за полезные замечания, высказанные при обсуждении работы, а также С. Н. Мудрого за помощь в оформлении рисунков.

25 ноября 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Бюлл. «Солнечные данные», 1968, № 9.
2. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Сов. радио», 1964.
3. Бюлл. «Солнечные данные», 1970, № 3.
4. Solar Geophysical Data, 1970, N 308, pt 1.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 12, 33.
6. И. С. Шкловский. Физика солнечной короны. Физматгиз, 1962.
7. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45.
8. S. F. Smeed. Austral. J. Scient. Res., 1950, A3, 34.

## НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗАТМЕНИЯ СОЛНЦА 7 МАРТА 1970 ГОДА НА КУБЕ

Ю. Ф. Юровский, Л. И. Юровская

Анализ материала наблюдений, полученных во время затмения 7.III 1970 г., показал, что на волне 10 см всем группам пятен соответствовали источники *S*-компоненты. Над униполярным пятном максимум радиоизлучения располагался без заметного смещения относительно радиуса, проходящего через центр пятна. В сложных группах наиболее яркая часть источника была смещена от головного пятна в сторону более мелких хвостовых пятен, имевших знак магнитного поля, противоположный полю головного пятна.

На волне 1,37 м были выявлены два источника шумовой бури. Области излучения всплесков и области повышенного излучения фона по положению на диске Солнца не совпадали, но располагались в непосредственной близости друг к другу.

SOME CHARACTERISTICS OF THE LOCAL RADIO SOURCES FROM THE OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSE ON THE 7th OF MARCH 1970 IN CUBA by Yu. F. Yurovsky, L. I. Yurovskaya.— The analysis of the observational data received during solar eclipse on the 7th of March 1970 has shown that the sources of *S*-component at the wavelength 10 cm correspond to all sunspots. The maximum radio emission above unipolar sunspot do not show apparent displacement relatively the radius passing through the centre of this sunspot. In complex groups the brightest part of radio source is displaced from the preceding sunspot to following smaller ones which is of the opposite polarity.

Two sources of noise storm were found at wavelength 1,37 m. The noise bursts regions didn't coincide on the disk of sun with the regions of continuum but are located just beside them.

Наблюдение затмения 7.III 1970 г. проводилось специальной экспедицией советских радиоастрономов на Кубе. Основной задачей экспедиции было измерение плотности потока и степени круговой поляризации в ходе затмения. Группа Крымской астрофизической обсерватории располагала двумя радиотелескопами на волны 10 см и 1,37 м.

Обстоятельства затмения в пункте наблюдений (г. Гавана) были следующими: I контакт — в  $16^{\text{h}}45^{\text{m}}51^{\text{s}}UT$ , IV контакт — в  $19^{\text{h}}29^{\text{m}}06^{\text{s}}$ . Максимальная фаза затмения 0,85 наступала вблизи местного полдня в  $18^{\text{h}}08^{\text{m}}37^{\text{s}}$ , в этот момент высота Солнца над горизонтом была  $67^{\circ}$ .

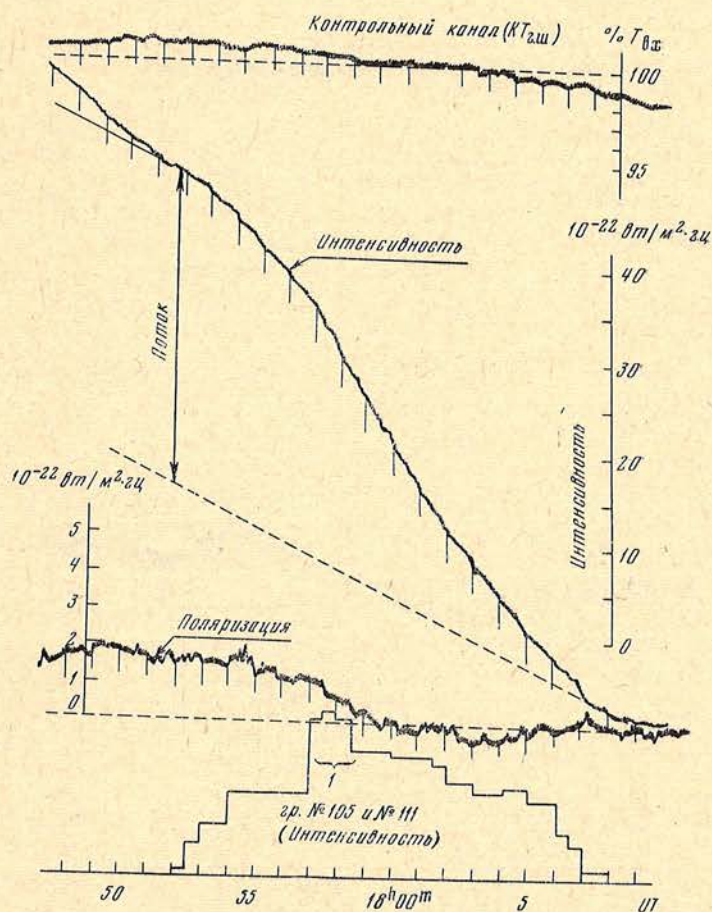
Наблюдения на волне 10 см проводились с помощью аппаратуры, имевшей следующие технические параметры: эквивалентная температура собственных шумов радиометра с параметрическим усилителем на входе  $T_{ш.п} = 600^{\circ}K$ , полоса пропускания  $\Delta f = 8 \text{ МГц}$ , постоянная времени при наблюдениях на всех каналах  $\tau = 1 \text{ сек}$ , среднеквадратичная чувствительность  $\Delta T_a = 0,35^{\circ}K$ . Для устранения переменных ветровых нагрузок, снижающих точность сопровождения, все оборудование радиотелескопа вместе с зеркалом диаметром 2,2 м было размещено внутри радиопрозрачной палатки из полиэтиленовой пленки. В течение затмения непрерывно регистрировалась суммарная плотность потока (поляризованная и неполяризованная составляющие), разность интенсивностей право- и левополяризованного излучения и произведение коэффициента усиления ра-

диометра на температуру опорного канала  $K \cdot T_{г.ш}$ . Применялся квазиу-  
левой метод регистрации с растяжением шкалы в два раза. Ширина шумо-  
вой дорожки на записи интенсивности определялась в основном флуктуа-  
циями коэффициента поглощения радиоволн в атмосфере Земли; при не-  
закрытом Солнце в начале и конце затмения она составляла 0,7% уровня  
записи. На волне 10 см к концу затмения плотность потока оказалась на  
 $12 \cdot 10^{-22}$   $вт/м^2 \cdot зч$  меньше дозатменной величины. При обработке материала  
наблюдений предполагалось, что поток равномерно уменьшался в те-  
чение всего затмения.

При сравнении полученных записей с оптическими образованиями на  
Солнце положение каждой группы пятен на диске определялось по фото-  
графиям, полученным участниками советской экспедиции в Мексике. Все  
зарисовки пятен и нумерация групп взяты из [1].

**Источник радиоизлучения над группой пятен № 105.** Записи всех кана-  
лов радиометра, соответствующие времени, в течение которого происхо-  
дило закрытие источника, показаны на фиг. 1. Запись контрольного кана-  
ла (верхняя кривая) показывает, что в течение покрытия произведение  
 $K \cdot T_{г.ш}$  несколько изменилось. На угловое распределение яркости это из-  
менение существенно не влияет, однако при вычислении величины потока  
оно внесло бы ошибку порядка 2%.

Производная кривой изменения радиоинтенсивности приведена в ниж-  
ней части фиг. 1. Распределение радиояркости по источнику имеет один  
максимум, положение которого соответствует основному пятну группы



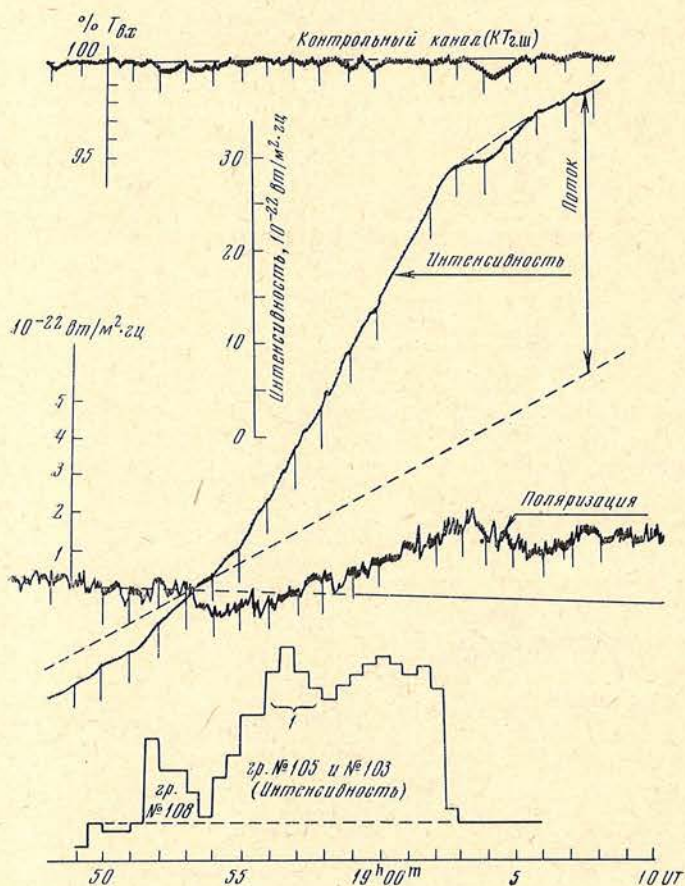
Фиг. 1. Записи всех каналов радиометра на волне 10 см и распределение радиояркости при закрытии группы № 105

№ 105. Кривые, полученные при открытии группы № 105, приведены на фиг. 2. Провал на кривой интенсивности в  $19^{\text{h}}04^{\text{m}}$ , по-видимому, не связан с эффектом затмения, так как в это время на контрольном канале зарегистрировано изменение  $K \cdot T_{\text{г.ш}}$ .

При наведении антенны на Солнце в поляризационном канале появлялся паразитный сигнал, составляющий около 7% всей антенной температуры. Для выделения моментов закрытия и открытия источников из полученной записи хода затмения в поляризованном излучении была вычтена кривая изменения полной интенсивности в соответствующем масштабе.

На записи поляризованного излучения при закрытии источника (фиг. 1,  $18^{\text{h}}01^{\text{m}} - 18^{\text{h}}05^{\text{m}}$ ) и при его открытии (фиг. 2,  $18^{\text{h}}53^{\text{m}} - 18^{\text{h}}55^{\text{m}}$ ) заметно изменение знака круговой поляризации. Однако этот эффект очень мал и находится в пределах точности измерения. Размер источника круговой поляризации при закрытии оказался приблизительно вдвое меньше размеров области неполяризованного излучения. В направлении открытия размеры источников поляризованного и неполяризованного излучений были близкими.

На фиг. 3 показана зарисовка группы № 105 и нанесена наиболее яркая деталь радиоисточника (заштрихованный квадрат, на фиг. 1 и 2 она отмечена фигурной скобкой с цифрой 1). Большие размеры радиоисточников свидетельствуют о том, что на волне 10 см значительный вклад в мощность излучения вносят периферийные области группы, содержащие мелкие пятна и поры. Яркая часть источника несколько смещена относитель-



Фиг. 2. Записи всех каналов радиометра на волне 10 см и распределение радиояркости при открытии группы № 105

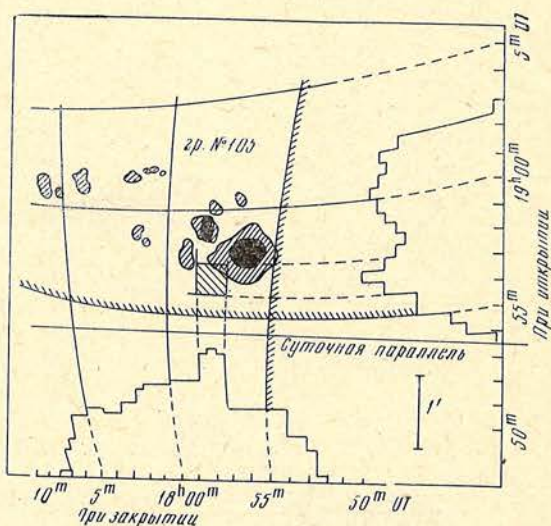
но головного (наибольшего) пятна группы в сторону лимба Солнца (показан дугой со штрихами). Если это смещение принять за эффект проекции, то высота излучающего слоя получается около  $30 \cdot 10^3$  км над фотосферой.

Оцененный нами на фиг. 1 и фиг. 2 общий поток от группы составил  $(33 \pm 3) \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц при закрытии и  $(30 \pm 3) \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц — при открытии источника. Плотность потока правополяризованного излучения оказалась равной  $(1,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц. Степень поляризации при закрытии и открытии была примерно одинакова и равнялась  $(6 \pm 1)\%$ . При этом следует иметь в виду, что в измеренную величину потока от группы № 105 частично входит излучение группы № 111 при закрытии и группы № 103 — при открытии. Кроме того, к концу закрытия групп № 105 и 111 открывалась лимбовая область с группой № 101, также связанная с источником повышенного излучения. Однако величина ошибки в определении потока от группы № 105 не выходит за пределы, указанные выше, так как поток от группы № 111 составлял около  $2 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц, а повышенное излучение, связанное с группой № 103, было меньше  $1 \cdot 10^{-22}$  вт/м<sup>2</sup>·гц.

**Источник радиоизлучения над группой пятен № 98.** Группа находилась вблизи траектории центра Луны, в связи с чем одномерное распределение радиояркости как при закрытии, так и при открытии было получено в одном и том же направлении. Участки записи, соответствующие прохождению края Луны над группой, показаны на фиг. 4. Наложение записей одна на другую показывает, что различие между ними находится в пределах ширины шумовой дорожки. Зарисовка группы № 98 и распределение радиояркости, найденное как приращение потока через минутные интервалы, показаны на фиг. 5. Скорость изменения потока, связанная с закрытием участков «спокойного» Солнца, считалась при этом неизменной. Распределение радиояркости показывает, что максимум излучения локального источника в плоскости диска находился вблизи наибольшего головного пятна группы, не обнаруживая смещения, связанного с эффектом проекции. Степень круговой поляризации источника оказалась меньше 4%.

Описанным выше способом были выделены источники повышенного излучения, связанные с другими группами пятен. Размеры источников над группами № 100 и 108 оказались близкими к соответствующим размерам групп пятен. Протяженность радиоисточника, соответствующего группе № 104, в плоскости диска оказалась заметно больше размеров группы, которая состояла практически из одного пятна, представляющего собой два ядра с общей полутенью [2]. Геометрический центр радиоисточника был несколько смещен к западу относительно центра группы, однако максимум радиояркости совпадал с положением ядер.

Восточнее группы № 111 был обнаружен слабый источник радиоизлучения, который не удалось отождествить с оптически видимыми образованиями. Все полученные нами данные о локальных источниках на волне 10 см сведены в табл. 1 и представлены на фиг. 6.



Фиг. 3. Распределение радиояркости по источнику над группой № 105

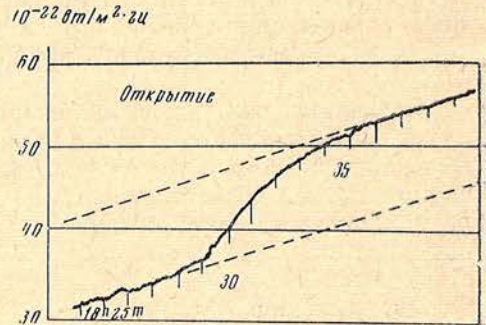
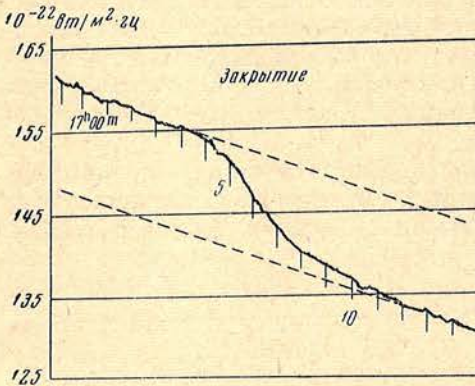
Таблица 1

Номер связи активной группы	Поток при открытии и закрытии, $10^{-22}$ вт/м <sup>2</sup> ·зц	Размеры области излучения, угл. мин	Яростная температура, $10^6$ °К	Степень поляризации, %
95	—	2 *	0,7 **	<10
101	5			
112				
98	12,0 12,0	3 *	—	<4
100	2,3 2,6	1,3×1,3	0,6 ***	<20
108	3,7 4,0	1,6×0,8	1,3 ***	<12
104	4,5 —	2 *	—	<12
105	30,0 32,0	4,8×2,6	1,1 ***	<6
111	2,0 —	—	—	<25
	4,0	1 *	—	<12

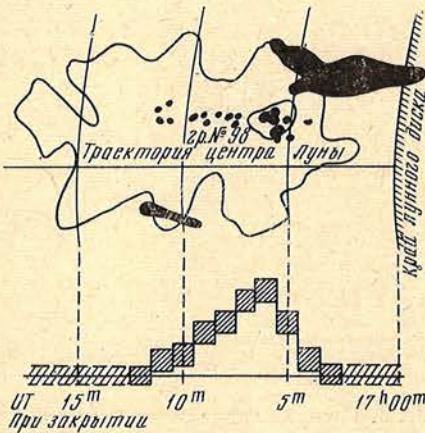
\* В одном направлении.

\*\* В предположении круговой симметрии.

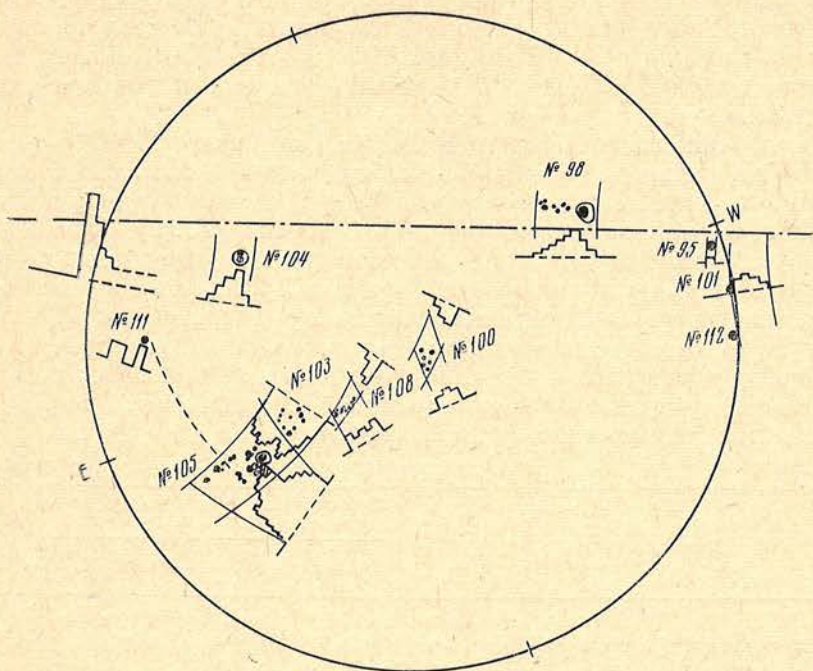
\*\*\* Распределенная по всему источнику.



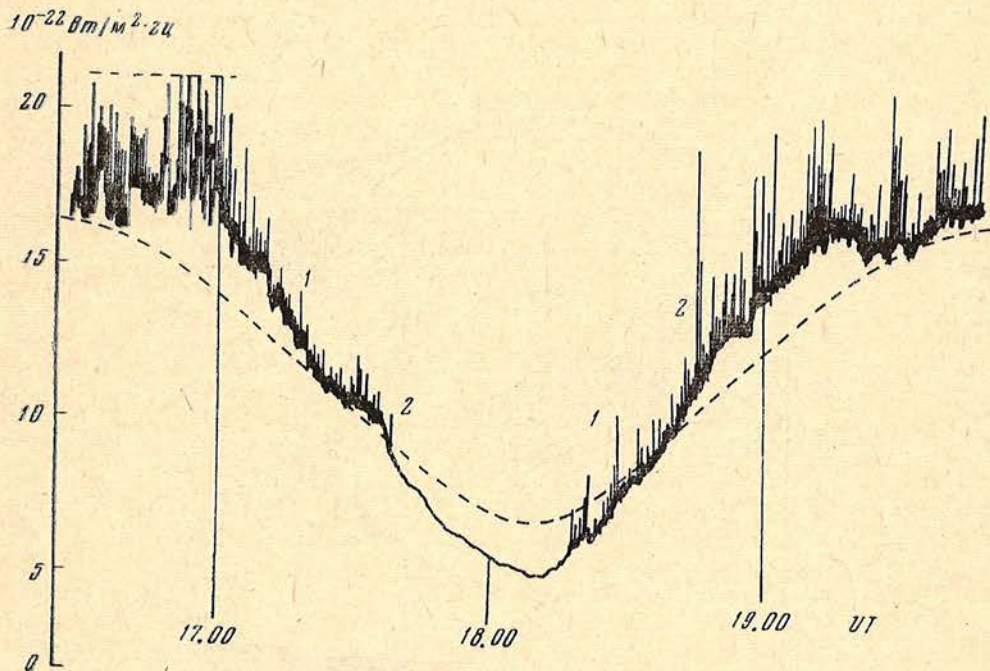
Фиг. 4. Участки записи, соответствующие прохождению края Луны над группой № 98



Фиг. 5. Распределение радиояркости по источнику над группой № 98



Фиг. 6. Распределение радиояркости по источникам и их связь с группами пятен



Фиг. 7. Ход затмения 7.ІІІ 1970 г. на волне 1,37 м

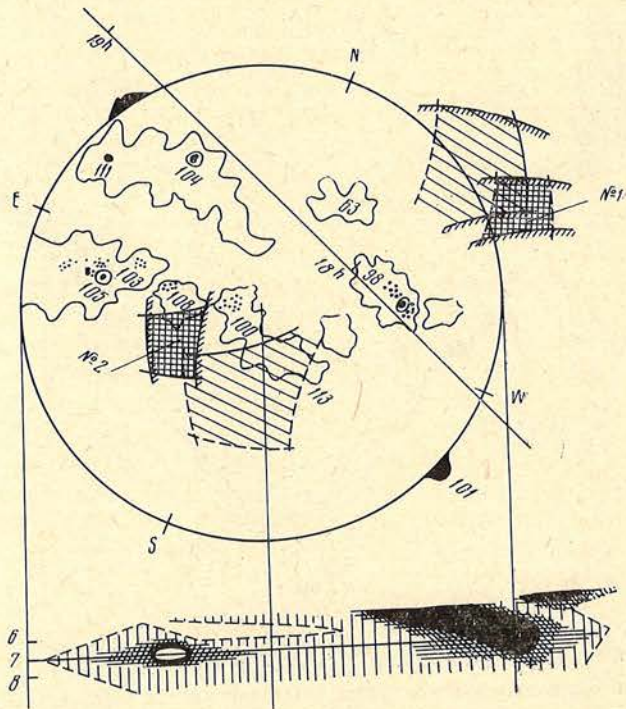
Штриховой линией обозначена расчетная кривая, соответствующая покрытию Луной равномерно излучающего диска радиусом  $1,35 R_{\odot}$

Наблюдения на волне 1,37 м проводились с помощью радиотелескопа, имеющего 180-элементную вибраторную антенну. Постоянная времени выходного прибора при наблюдениях была 0,2 сек. Точность регистрации плотности потока была около 10%. Общий вид записи хода затмения на волне 1,37 м приведен на фиг. 7.

Исчезновение всплесков шумовой бури в интервале 17<sup>h</sup>40<sup>m</sup>—18<sup>h</sup>17<sup>m</sup> и различие в величине наклона расчетной и реальной кривых свидетельствуют о том, что в день затмения в короне Солнца находились как источники всплесков, так и локальные источники повышенного излучения фона шумовой бури. Размеры локальных источников были определены по времени покрытия их Луной и скорости движения Луны относительно Солнца. Продолжительность события определялась путем сравнения действительного и расчетного хода затмения с учетом наблюдавшихся флуктуаций повышенного фона шумовой бури. Полученные значения потоков, яркостных температур и размеры двух источников, обозначенных в порядке очередности при закрытии как № 1 и 2, сведены в табл. 2.

Таблица 2

Характеристика	Источники повышенного излучения фона		Источник всплесков
	Источник № 1	Источник № 2	
Размеры источника в направлении закрытия, угл. мин	5 ± 1	5 ± 1	10 ± 3
Размеры источника в направлении открытия, угл. мин	6 ± 1	6 ± 1	9 ± 3
Среднее значение потока, 10 <sup>-22</sup> вт/м <sup>2</sup> ·гц	3	5	—
Яркостная температура, 10 <sup>6</sup> °К	7	15	—



Фиг. 8. Положение источников шумовых бурь в проекции на диск Солнца. Густой штриховкой отмечены источники повышенного излучения фона, редкой — источники всплесков. Внизу приведены одномерные карты Солнца на частоте 169 Мгц [3]



Закрытие и открытие источника всплесков определялось по изменению усредненной за двухминутные интервалы «мощности» излучения всплесков, которая получалась как сумма произведений числа всплесков на их амплитуду. Время жизни всех всплесков принималось одинаковым. За время закрытия области излучения всплесков принят интервал, в течение которого «мощность» всплесков уменьшилась от среднего предзатменного значения до нуля, а за время открытия принят такой интервал, в течение которого эта величина увеличилась от нулевого значения до среднего послезатменного, определенного за двухчасовой период.

Положение источников в проекции на диск Солнца показано на фиг. 8, где источники излучения фона № 1 и 2 обозначены густой штриховкой. Положение области генерации всплесков, отмеченное редкой штриховкой, определено неоднозначно, так как полученный нами материал не позволяет провести разделение всплесков от двух источников, поэтому полученные выше размеры источника всплесков следует рассматривать как суммарные.

Согласно одномерным картам Солнца на частоте 169 *Mc* [3] в этот день в короне существовало два источника, положения и размеры которых (фиг. 8, внизу) находятся в удовлетворительном согласии с определенными нами по результатам затмения. Более подробный анализ записей затмения 7.III 1970 г. на волне 1,37 *m* приведен в [4].

На основе рассмотренного материала можно сделать следующие выводы.

1. На волне 10 *cm* всем группам пятен на диске Солнца соответствовали источники *S*-компоненты.

2. Максимум радиоизлучения локального источника над униполярным пятном № 104 совпадал с положением пятна.

3. В сложных группах № 98 и 105 наиболее яркая часть радиоисточника смещена от головного пятна в сторону более мелких хвостовых пятен, имевших знак магнитного поля, противоположный полю головного пятна.

4. Характерной особенностью большинства радиоисточников на волне 10 *cm* было отсутствие связанного с эффектом проекции радиального смещения их максимумов излучения относительно пятен.

5. На волне 1,37 *m* источники шумовой бури состояли из области генерации всплесков и области повышенного излучения фона.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность участникам экспедиции П. Н. Стежке и В. Н. Мудрому за помощь в подготовке аппаратуры и проведении наблюдений.

25 ноября 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Магнитные поля солнечных пятен, 1—15 марта 1970 г. Приложение к бюлл. «Солнечные данные», 1970, № 3.
2. Бюлл. «Солнечные данные», 1970, № 3.
3. Solar Geophysical Data, 1970, N 308, pt 1.
4. Л. И. Ю р о в с к а я, Ю. Ф. Ю р о в с к и й. Сб. «Материалы затмения 7 марта 1970 г. на Кубе» (в печати).

АБСОЛЮТНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Э. И. Терез

Разработана методика калибровки ленточной вольфрамовой лампы по эталону ВНИИМ. Описан метод расчета энергии на выходе системы лампа — монохроматор в диапазоне спектра 3000—12 000 Å, позволяющий вычислять монохроматические потоки с точностью  $\pm 1\%$  их абсолютной величины.

Получены абсолютные спектральные характеристики фотоумножителей типа ФЭУ-22, ФЭУ-83, ФЭУ-64, ФЭУ-79 и английских EMI 9502B и EMI 6256B.

ON THE DETERMINATION OF PHOTOMULTIPLIER'S ABSOLUTE SPECTRAL SENSITIVITY, by *E. I. Terez*. — A practical procedure for calibration of a tungsten strip lamp using a standard one has been worked out. A method to obtain the absolute spectral output of the system «lamp—monochromator» in the wavelength range from 3000 Å to 12 000 Å is described.

Using the methods considered the absolute spectral sensitivity for some samples of photomultipliers of types FEU-22, FEU-83, FEU-64, FEU-79, EMI 9502B and EMI 6256B has been determined.

Одной из важнейших характеристик фотоэлектронных умножителей является спектральная характеристика. Несмотря на то что относительная спектральная чувствительность фотоумножителей измеряется многими лабораториями, до сих пор надежных ее характеристик нет. Еще менее уверенно определяется величина абсолютной чувствительности фотоумножителей.

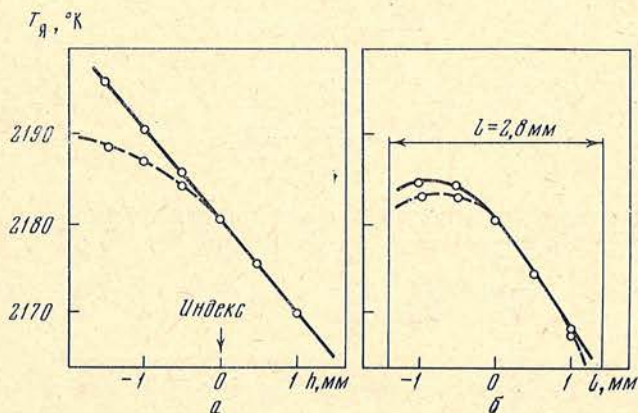
Обычно для измерения спектральных характеристик ФЭУ собирается схема источник света — монохроматор. Распределение энергии по длинам волн на выходе монохроматора измеряется с помощью термопары или термостолбика. При этом предполагается, что термопара обладает неселективной характеристикой в данном диапазоне длин волн. Этот способ измерения спектральных характеристик фотоприемников дает очень грубые результаты по двум причинам: 1) термопара в общем случае не является неселективным приемником, и ее предварительно нужно исследовать [1]; 2) термопары имеют очень низкую чувствительность. Для перехода от измерения с термопарой к измерению с фотоумножителем световой поток приходится сильно ослаблять, что, конечно, также приводит к ошибкам.

Возможен другой метод измерения энергии на выходе монохроматора. Для этого нужно знать распределение энергии по длинам волн в спектре источника света и инструментальные характеристики монохроматора. Этот метод, как показывает опыт, более точный и пригодный для получения характеристик ФЭУ, и был применен при наших исследованиях.

## Эталонный источник света

Единственным источником света в видимой, инфракрасной и ближней ультрафиолетовой области, распределение энергии в спектре которого может быть точно рассчитано, является абсолютно черное тело. Абсолютно черное тело — сложный и дорогостоящий прибор, который используется только для калибровки вторичных эталонных источников света. По рекомендации ВНИИМ в качестве вторичного эталонного источника света обычно применяется ленточная вольфрамовая лампа СИ-10-300У. Она состоит из вольфрамовой ленты шириной 2,8 мм и длиной 20 мм, установленной вертикально, и стеклянного баллона с увиолевым окном. Баллон лампы наполнен инертным газом под давлением 1 атм для предотвращения испарения материала ленты и осаждения на окне. Газонаполненные вольфрамовые лампы обладают высокой стабильностью во времени [2] при температурах нити до 2500° К. Следует заметить, что по данным старшего научного сотрудника ВНИИМ Г. А. Крахмальниковой иногда наблюдается скачкообразный «уход» (т. е. изменение первоначальной температуры) ламп СИ-10-300У, причем «уходить» могут и неработающие лампы. Авторами [3] предлагается не только измерять ток, но и делать периодические замеры напряжения на лампе. Изменение отношения напряжение — ток служит сигналом, указывающим на «уход» ламп и необходимость заново сделать калибровку.

Основная предосторожность при работе с газонаполненными лампами — контроль угла между осью вольфрамовой ленты и вертикалью (чтобы действие газовой конвекции оставалось одинаковым). Угол должен воспроизводиться с точностью  $\pm 2^\circ$ , чтобы обеспечить воспроизводимость температуры нити лампы с точностью  $\pm 1^\circ$  К [4]. Для ленточной вольфрамовой лампы важно правильное определение температуры площадки нити, используемой в работе. Температура разных точек ленты различна. На фиг. 1 показано распределение яркостной температуры вдоль (а) и поперек (б) ленты для двух ламп типа СИ-10-300У. Эти лампы имеют индекс, против которого выбирается рабочая площадка нити. Распределение температуры вдоль нити лампы также зависит, вследствие эффекта Томсона, от направления тока. Чтобы избежать этого явления, строго соблюдалась полярность включения ламп (плюс подавался на винтовую нарезку цоколя лампы). Изменение температуры внешней среды незначительно сказывается на температуре нити лампы, если  $T > 1700^\circ$  К [2]. Очень важно учитывать рефлекс — двойное отражение — от окна баллона лампы и от вольфрамовой нити. Так, для лампы СИ-10-300У коэффициент отражения от стекла колбы для нормального луча равен 0,05, а от вольфрамовой нити



Фиг. 1. Распределение яркостной температуры вдоль (а) и поперек (б) вольфрамовой нити для двух ламп СИ-10-300У при  $\lambda = 6500 \text{ \AA}$

0,55 (измерено для  $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ ). Отсюда рефлекс имеет интенсивность  $0,05 \cdot 0,55 = 0,0275$ , т. е. примерно 3% от яркости нити лампы. Такую большую величину учесть практически невозможно, лампа должна быть выставлена так, чтобы рефлексное отражение уходило в сторону от оптической оси системы лампа — монохроматор. Это легко достигается за счет конструкции лампы. Плоскость окна колбы лампы СИ-10-300У не параллельна плоскости вольфрамовой ленты. При выставлении лампы обязательно соблюдается правило, чтобы плоскость окна колбы была перпендикулярна оптической оси, при этом плоскость вольфрамовой ленты оказывается под некоторым углом к этой оси (см. фиг. 5). Выбираются такие лампы, чтобы угол был не более  $10^\circ$ . Это приводит к увеличению видимой яркости вольфрамовой ленты не более чем на 0,5% [5], поляризация света составляет около 1%, чем вообще можно пренебречь.

В нашей лаборатории в качестве вторичного эталонного источника света была использована ленточная вольфрамовая лампа СИ-10-300У № 108. Она была прокалибрована во ВНИИМ по абсолютно черному телу на яркостную температуру  $2273,15^\circ \text{ К}$  ( $2000^\circ \text{ С}$ ) для длин волн 4700, 5000, 5500, 6000, 6563, 7000 и  $10\,000 \text{ \AA}$  (калибровалась площадка нити  $1 \times 1 \text{ мм}^2$  против индекса). Для лабораторных измерений необходимо знать величину спектральной плотности энергетической яркости, т. е. лучистого потока в *эрг/сек*, приходящегося на единичный интервал длин волн (1 см) и испускаемого по направлению нормали с  $1 \text{ см}^2$  поверхности в 1 *стер* (*эрг/сек* ·  $\text{см}^3 \cdot \text{стер}$ ). Спектральная плотность энергетической яркости (СПЭЯ) для эталонной лампы вычислялась по формуле Планка [6]

$$B_\lambda = \frac{cC_1}{4\pi} \lambda^{-5} (e^{C_2/\lambda T} - 1)^{-1},$$

где значения фундаментальных физических констант взяты по результатам международного согласования в 1969 г. [7]. Все вычисления были сделаны на ЭВМ. Первая постоянная излучения  $C_1 = (4,992579) \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}$ , вторая постоянная излучения  $C_2 = 1,438833 \text{ см} \cdot \text{град}$ , скорость света  $c = 2,997925 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$ .

Целесообразно оценить, насколько сильно влияет на величину СПЭЯ ошибка в определении температуры нити лампы. Заменяя формулу Планка на приближенную формулу Вина, что вполне обосновано для данного случая, имеем

$$B_\lambda = \frac{cC_1}{4\pi} \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T};$$

отсюда после дифференцирования

$$\frac{\partial B_\lambda}{B_\lambda} = \frac{C_2}{\lambda T^2} \partial T,$$

или

$$\Delta T = \frac{\lambda T^2}{C_2} \frac{\Delta B_\lambda}{B_\lambda}. \quad (1)$$

Ниже приведены результаты расчетов изменения температуры лампы  $T$  при  $T = 2400^\circ \text{ К}$ , которое вызывает изменение величины на 1%:

$\lambda, \text{ \AA}$	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10 000	11 000	12 000
$\Delta T^\circ$	1,2	1,6	2,0	2,4	2,8	3,2	3,6	4,0	4,4	4,8

Из формулы (1) видно, что при повышении температуры нити лампы ошибка в ее определении значительно меньше сказывается на энергетической яркости лампы.

## Калибровка рабочей лампы

Пользоваться эталонной лампой для измерения спектральных характеристик фотоприемников неудобно. Эта лампа для разных длин волн имеет разное значение силы тока. Кроме того, короче  $\lambda = 4700 \text{ \AA}$  калибровки нет. Поэтому для лабораторных измерений была отобрана рабочая лампа СИ-10-300У, которая затем была прокалибрована по эталонной лампе. Учитывая приведенные выше соображения, для рабочей лампы была выбрана температура  $T = 2400^\circ \text{ K}$ . Затем для всего используемого участка спектра  $3000\text{--}12000 \text{ \AA}$  была рассчитана СПЭЯ рабочей лампы по формуле

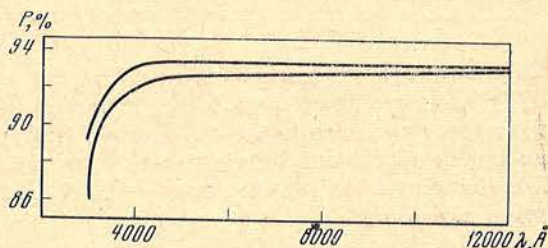
$$B_\lambda = B'_\lambda \eta \alpha, \quad (2)$$

где  $B'_\lambda$  — СПЭЯ абсолютно черного тела при  $T = 2400^\circ \text{ K}$ ,  $\kappa$  — коэффициент излучательной (поглощательной) способности вольфрама. Коэффициент излучательной способности вольфрама тщательно измерялся Де Восом [8] и Лараби [9]. Эти измерения совпали в области от  $3000$  до  $4000 \text{ \AA}$ , в области же от  $4000$  до  $7000 \text{ \AA}$  у Лараби значение коэффициента излучательной способности вольфрама на  $2\%$  меньше, чем у Де Воса. Мы пользовались значениями, полученными Де Восом.

$\eta$  — коэффициент пропускания окна лампы (фиг. 2). Короче  $\lambda = 3500 \text{ \AA}$   $\eta$  быстро уменьшается и сильно различается для разных ламп.

$\alpha$  — поправочный коэффициент, близок к единице. Он учитывает отклонение принятых значений коэффициентов  $\kappa$  и  $\eta$  от реальных для данной лампы. Вначале при расчетах  $\alpha$  берется равным единице, а затем (см. ниже) его значение уточняется.

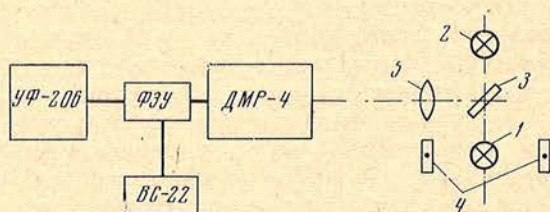
Фиг. 2. Пропускание увиолетовых окон двух ламп СИ-10-300У



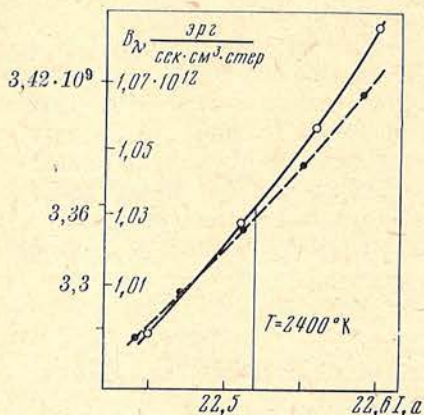
Калибровка рабочей лампы заключается в том, что на определенной длине волны (при  $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ ) сравниваются энергетические яркости эталонной лампы и рабочей. При этом, изменяя ток рабочей лампы, определяем то значение, при котором СПЭЯ эталонной лампы и рассчитанная величина СПЭЯ рабочей лампы находятся в заданном отношении.

Калибровка рабочей лампы производилась на установке, блок-схема

Фиг. 3. Блок-схема установки для калибровки рабочей лампы



которой представлена на фиг. 3. Свет от эталонной лампы 1 или лампы сравнения 2 (типа СИ-10-300У) с помощью поворотного зеркала 3 попадает попеременно на кварцевый объектив — ахромат 5. Объектив 5 с увеличением, равным единице, строит изображение нити лампы (1 или 2) на входной щели двойного монохроматора ДМР-4. Входная щель монохроматора ограничена по высоте и определяет площадку нити эталонной лампы 1, которая выставляется с соблюдением всех перечисленных условий. После



Фиг. 4. Зависимость спектральной плотности энергетической яркости лампы СИ-10-300У от величины питающего тока при температуре лампы около 2400° К

выставления эталонной лампы рейтеры 4, имеющие вертикально натянутые струны, закрепляются таким образом, чтобы эти струны и нить эталонной лампы располагались на одной прямой. Сигналы от эталонной лампы 1 и лампы сравнения 2 регистрируются на выходе двойного монохроматора с помощью фотоумножителя и гальванометрического отсчетного устройства УФ-206. Эти сигналы ФЭУ пропорциональны СПЭЯ ламп 1 и 2, т. е. выполняется пропорция

$$\frac{I_{\text{эт}}}{I_{\text{сравни}}} = \frac{B_{\lambda, \text{эт}}}{B_{\lambda, \text{сравни}}}. \quad (3)$$

Затем вместо эталонной лампы 1 устанавливалась рабочая лампа СИ-10-300У так, чтобы ее нить была на одной прямой со струнами рейтеров, и тщательно юстировалась. Применение рейтеров со струнами позволяет добиться воспроизведения расстояния между нитью лампы 1 и объективом 5 с точностью до 0,5 мм, или  $\pm 0,2\%$ . Для рабочей лампы тоже справедлива пропорция

$$\frac{I_p}{I_{\text{сравни}}} = \frac{B_{\lambda p}}{B_{\lambda, \text{сравни}}}. \quad (4)$$

Поделив (3) на (4), получаем

$$\frac{I_{\text{эт}}}{I_p} = \frac{B_{\lambda, \text{эт}}}{B_{\lambda p}} = Q_{\lambda}. \quad (5)$$

Согласно расчетам  $Q_{\lambda} = B_{\lambda, \text{эт}}/B_{\lambda p}$  должно быть равно 1,48. Этого и добиваются, зная отношение  $I_{\text{эт}}/I_{\text{сравни}}$  и изменяя реостатом ток рабочей лампы  $I_p$ . Записывается значение тока  $I_p$ . На этом заканчивается первая часть калибровки — определение тока рабочей лампы.

Эталонная лампа питается от батареи аккумуляторов, рабочая лампа и лампа сравнения — от стабилизированного выпрямителя МТРС-35М. Все лампы горят одновременно и включаются за полчаса до начала измерений. Токи ламп измерялись с помощью измерительного моста Р-304. На фиг. 4 показана зависимость СПЭЯ лампы СИ-10-300У от питающего тока (при температуре лампы около 2400° К) для двух длин волн: 3500 (сплошная линия) и 10 000 Å (штриховая). Из графиков видно, что для воспроизведения СПЭЯ с точностью до 1% необходимо контролировать ток лампы с точностью не хуже 0,05%, что возможно только с помощью потенциометрической схемы измерения тока [10].

Вторая часть калибровки рабочей лампы — контрольная. Она делается по той же методике, но на длинах волн 4700, 5000, 5500, 6000, 7000 и 10 000 Å. Устанавливается определенный выше ток рабочей лампы  $I_p$ , и на каж-

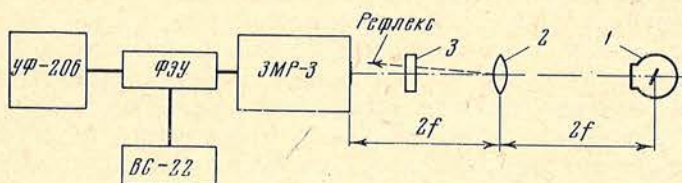
дой контрольной длине волны измеряется реальное отношение СПЭЯ эталонной и рабочей ламп  $Q_{\text{экс}}$ . Отношение  $Q_{\text{экс}}$  и  $Q_{\text{расч}}$ , полученное расчетным путем, дает поправочный коэффициент  $\alpha$ , входящий в формулу (2). Затем строится график  $\alpha = f(\lambda)$ , который экстраполируется в ультрафиолетовую и инфракрасную области. Из графика берутся значения  $\alpha$  для всех длин волн, которые необходимы для точного расчета СПЭЯ рабочей лампы.

Следует отметить, что хроматизм объектива  $\delta$  в инфракрасной части велик из-за его малой светосилы (1 : 30). Этот хроматизм вызывает некоторое увеличение изображения нити лампы на щели монохроматора. Характер распределения температуры по вольфрамовой ленте вблизи индекса (см. фиг. 1) показывает, что при использовании площадки ленты не более  $1 \times 1 \text{ мм}^2$  это не приводит к заметной дополнительной погрешности, так как в схеме калибровки рабочая и эталонная лампы выставляются совершенно идентично.

В примененной схеме калибровки рабочая и эталонная лампы находятся в одинаковых условиях, и очевидно, что отражение от зеркала происходит всегда от одного и того же места (что невозможно при одновременной калибровке рабочей и эталонной ламп и отсутствии лампы сравнения). Ошибка в задании выбранной температуры лампы ( $T_{\text{ист}} = 2400^\circ \text{ К}$ ) примерно  $\pm 2^\circ \text{ К}$ , что соответствует, согласно данным, приведенным на стр. 146, ошибке в определении СПЭЯ порядка  $\pm 1\%$  для видимой области спектра. Сравнение энергетической яркости нескольких калиброванных рабочих ламп между собой показало, что они действительно совпадают с точностью  $\pm 1\%$  до длины волны  $\lambda = 3500 \text{ \AA}$ , после чего наблюдалось заметное расхождение.

### Описание установки для снятия абсолютных спектральных характеристик фотоумножителей

После калибровки рабочей лампы были измерены абсолютные спектральные характеристики фотоумножителей. Для этих измерений использовалась установка, блок-схема которой приведена на фиг. 5. Изображение



Фиг. 5. Блок-схема установки для снятия абсолютных спектральных характеристик фотоумножителей

нити рабочей лампы **1** строится кварцевым объективом-ахроматом **2** с увеличением, равным единице на щели монохроматора **ЗМР-3**, ограниченной по высоте. Перед входной щелью монохроматора помещался блок **3** с нейтральными палладиевыми светофильтрами. Палладиевые светофильтры использовались при измерениях в спектральном интервале 4400 — 12 000  $\text{ \AA}$ , в котором они имеют почти постоянный коэффициент пропускания (см. ниже).

$\lambda, \text{ \AA}$	4400	5000	6000	7000	8000	9000	10 000	12 000
$P, \%$	8,51	9,06	9,58	9,87	10,12	10,37	10,50	10,50

При снятии спектральных характеристик фотоумножителей, если  $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ , на результат начинает влиять рассеянный свет. Для его устранения в качестве источника света в интервале длин волн 3000—4000  $\text{ \AA}$  использовалась водородная лампа ДВС-25. Водородная лампа предвари-

тельно была привязана по значениям СПЭЯ к рабочей лампе СИ-10-300У по описанной выше методике.

Следует учесть, что спектральная характеристика фотоумножителей зависит от места фотокатода, на которое попадает свет, и что оптимальная величина светового пятна для ФЭУ-64 и ФЭУ-79 равна 4 мм [11]. Световой поток из монохроматора выходил расходящимся пучком. Поэтому фотоумножители помещались на таком расстоянии от выходной щели монохроматора, чтобы диаметр светового пятна на катоде был равен 4 мм. При этом фотоумножители выставлялись по максимальному сигналу при  $\lambda = 4400 \text{ \AA}$  (кислородные ФЭУ — при  $\lambda = 8000 \text{ \AA}$ ). Для питания ФЭУ использовался равномерный делитель, а источником высокого напряжения служил высоковольтный стабилизированный выпрямитель ВС-22. Ток рабочей лампы контролировался с помощью образцового амперметра класса 0,1, что дает воспроизведение СПЭЯ лампы с точностью  $\pm 2\%$ , достаточной для данной работы. Токи фотоумножителей измерялись с помощью гальванометрического отсчетного устройства УФ-206, имеющего на входе прецизионный делитель, так что диапазон измеряемых токов был от  $10^{-9}$  до  $10^{-3} \text{ а}$ .

Распределение энергии по длинам волн на выходе монохроматора рассчитывалось по формуле

$$W_{\lambda} = B_{\lambda} \omega S k_1 k_2 k_3 \Delta \lambda,$$

где  $B_{\lambda}$  — спектральная плотность энергетической яркости рабочей лампы;  $\omega$  — телесный угол, под которым виден объектив 2 из центра нити лампы 1 (см. фиг. 5). Если диаметр объектива  $d$ , а фокусное расстояние  $f$ , то

$$\omega = \frac{\pi d^2}{16f^2} = \frac{\pi}{16} A^2;$$

$S$  — площадь рабочей части вольфрамовой нити лампы,  $S = lh$ , где  $l$  — ширина входной щели монохроматора,  $h$  — размер входной щели монохроматора по высоте;

$k_1$  — пропускание нейтральных светофильтров;

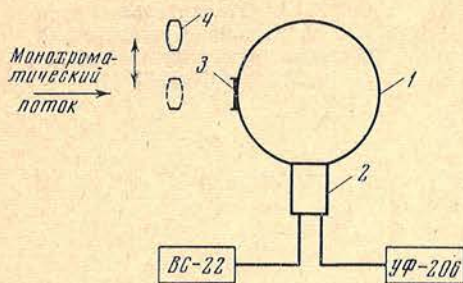
$k_2$  — пропускание объектива-ахромата 2. Пропускание объектива было тщательно измерено двумя методами. Первый заключался в том, что для измерения светового пучка до и после объектива применялся заранее исследованный фотоэлемент, имеющий равномерную чувствительность по площади. Во втором случае для измерения пропускания объектива использовался светомерный шар, с помощью которого измерялась интенсивность падающего монохроматического пучка света без объектива и с объективом (фиг. 6). Результаты измерения пропускания объектива представлены на фиг. 7;

$k_3$  — пропускание монохроматора ЗМР-3. Пропускание монохроматора было измерено по способу «тандем». Методика этих измерений изложена в [12]. Кривая пропускания монохроматора представлена на фиг. 8;

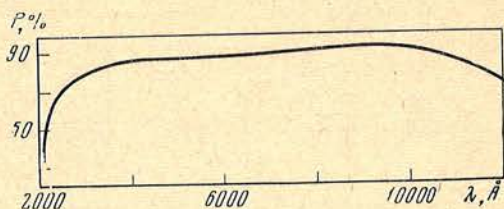
$\Delta \lambda$  — спектральный интервал, выделяемый монохроматором. При измерениях использовались входная и выходная щели монохроматора одинаковой ширины, поэтому  $\Delta \lambda = bD$ , где  $b$  — ширина щели,  $D$  — дисперсия монохроматора ЗМР-3. Дисперсия монохроматора изменяется с длиной волны. Поэтому она была предварительно исследована [12], и построен график  $D = f(\lambda)$ .

Рассчитанное распределение энергии по длинам волн на выходе монохроматора ЗМР-3 представлено на фиг. 9 (сплошная кривая). Коротковолновый участок 3000—3500  $\text{\AA}$  определяется неуверенно. Поэтому распределение энергии по длинам волн на выходе монохроматора было измерено по люминесценции родамина В. Известно, что раствор родамина В в этиленгликоле полностью поглощает падающий световой поток, а возникающая люминесценция имеет постоянный квантовый выход в интер-

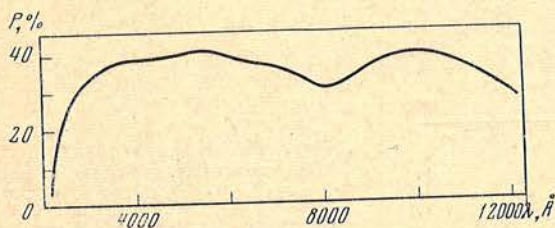




Фиг. 6. Блок-схема установки для измерения коэффициента пропускания объектива  
 1 — светомерный шар; 2 — фотоумножитель; 3 — входное окно светомерного шара; 4 — измеряемый объектив

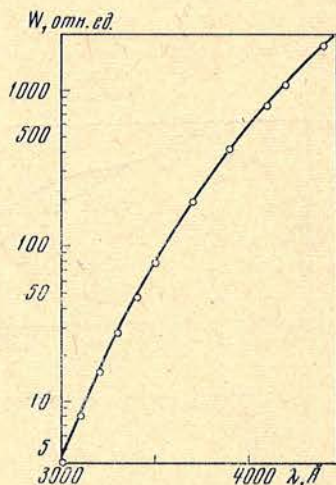


Фиг. 7. Пропускание кварцевого ахромата



Фиг. 8. Пропускание монохроматора ЗМР-3

Фиг. 9. Распределение энергии на выходе монохроматора в установке, представленной на фиг. 5  
 Точками отмечено распределение энергии, полученное с помощью раствора роданина В



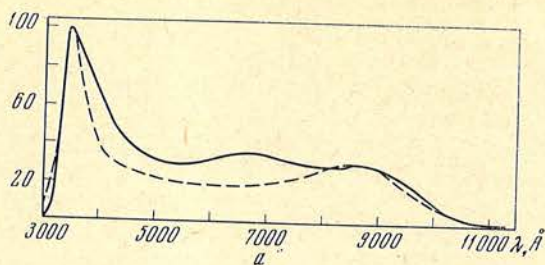
вале длин волн падающего света от 6000 до 2500 Å [13]. Поток люминесценции измерялся с помощью ФЭУ-79, перед которым помещался светофильтр КС-10, срезающий возбуждающее излучение.

### Результаты измерений

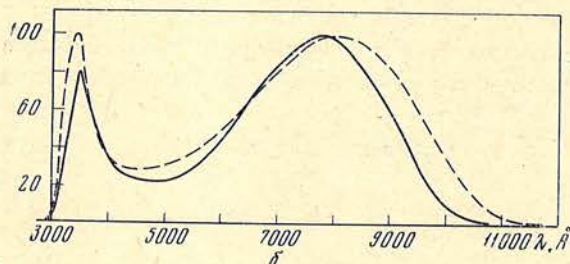
Были получены абсолютные спектральные характеристики наиболее широко встречающихся в астрономической практике фотоумножителей ФЭУ-64, ФЭУ-79, ФЭУ-22, ФЭУ-83, а также английских фотоумножителей ЕМІ 9502В и ЕМІ 6256В.

Известно, что фотоумножители имеют эффект «усталости», который проявляется в том, что чувствительность ФЭУ несколько уменьшается со временем при его засветке. При этом чем больше величина светового потока, падающего на фотоумножитель, тем больше эффект «усталости». Для устранения этого эффекта использовались такие световые потоки, чтобы анодный ток ФЭУ не превосходил  $5 \cdot 10^{-7}$  а. Перед началом измерений фотоумножители засвечивались в течение 0,5 час световым потоком, вдвое большим максимального, возможного при рабочих измерениях.

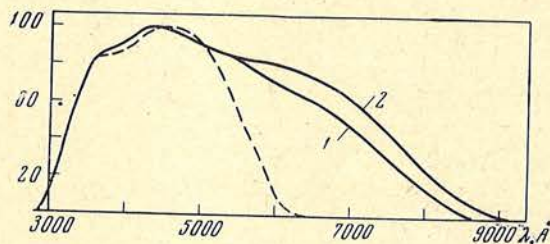
Были измерены характеристики 10 фотоумножителей каждого типа. Спектральные характеристики разных экземпляров кислородных фотоумножителей сильно отличаются друг от друга. Поэтому на фиг. 10 приведены спектральные кривые для двух экземпляров ФЭУ-22 и ФЭУ-83. На фиг. 11 представлены характеристики ФЭУ-64 и ФЭУ-79. Относитель-



Фиг. 10. Относительные кривые спектральной чувствительности фотоумножителей ФЭУ-22 (а) и ФЭУ-83 (б)



Фиг. 11. Кривые спектральной чувствительности фотоумножителей ФЭУ-64 и ФЭУ-79  
Сплошные линии — спектральные характеристики ФЭУ-79, штриховая линия — спектральная характеристика ФЭУ-64



Фиг. 12. Кривые спектральной чувствительности английских фотоумножителей EMI 9502B и EMI 6256B

Сплошные линии — возможные характеристики фотоумножителей EMI 9502B, штриховая линия — ультрафиолетовый хвост кварцевых фотоумножителей EMI 6256B

ная спектральная чувствительность разных экземпляров ФЭУ-64 имеет разброс, не превышающий  $\pm 3\%$ . У ФЭУ-79 чувствительность в красной области спектра может сильно различаться. Так, наряду с обычными (кривая 1) встречаются образцы ФЭУ-79, спектральная характеристика которых доходит до  $9000 \text{ \AA}$  (кривая 2). На фиг. 12 приведены спектральные характеристики английских фотоумножителей EMI 9502B и EMI 6256B. Они могут иметь значительный разброс. Кривые 1 и 2 — характеристики наиболее сильно различающихся экземпляров EMI 9502B.

В таблице приведены результаты измерений абсолютной чувствительности лучших экземпляров фотоумножителей. Измерения сделаны при  $\lambda = 8000 \text{ \AA}$  для ФЭУ-22 и ФЭУ-83 и при  $\lambda = 4400 \text{ \AA}$  для всех остальных ФЭУ. Одновременно измерялись темновые токи фотоумножителей (при  $t = 20^\circ \text{ C}$ ) с помощью электрометрического усилителя ЭМУ-3, прокалиброванного по гальванометрической установке УФ-206. Анализ таблицы показывает, что кислородные фотоумножители ФЭУ-22 и ФЭУ-83 имеют примерно одинаковую чувствительность и темновой ток. ФЭУ-64 и ФЭУ-79 тоже близки по своим параметрам, в то время как английские фотоумно-

Характеристика ФЭУ	ФЭУ-22		ФЭУ-83		ФЭУ-79		ФЭУ-64		ЕМІ 9502В		ЕМІ 6256В	
	876	883	1851	1924	14	160	27-7	290	5224	5205	24 838	24 820
$U = 800 \text{ e}$ Темновой ток, $a$ Чувствительность, $\frac{a}{\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1}}$		$3,4 \cdot 10^{-8}$ $1,9 \cdot 10^{-6}$	$5,7 \cdot 10^{-8}$ $2,6 \cdot 10^{-6}$				$5,2 \cdot 10^{-10}$ $1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$ $1,6 \cdot 10^{-3}$				
$U = 1000 \text{ e}$ Темновой ток, $a$ Чувствительность, $\frac{a}{\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1}}$	$9 \cdot 10^{-9}$ $1,7 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$ $8,5 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$ $1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$ $1,4 \cdot 10^{-5}$			$8,5 \cdot 10^{-10}$ $8,5 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-10}$ $1,4 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-11}$ $2,3 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-10}$ $3,6 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-11}$ $1,3 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-11}$ $1,5 \cdot 10^{-2}$
$U = 1200 \text{ e}$ Темновой ток, $a$ Чувствительность, $\frac{a}{\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1}}$	$6,1 \cdot 10^{-8}$ $1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$ $6,5 \cdot 10^{-6}$	$7,4 \cdot 10^{-7}$ $5,9 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$ $5,8 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-10}$ $6,1 \cdot 10^{-4}$	$6,7 \cdot 10^{-10}$ $1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$ $4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-9}$ $7,6 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-10}$ $1,5 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$ $2,0 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-10}$ $7,6 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-10}$ $9,3 \cdot 10^{-2}$
$U = 1400 \text{ e}$ Темновой ток, $a$ Чувствительность, $\frac{a}{\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1}}$	$3,7 \cdot 10^{-7}$ $8,0 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-8}$ $3,2 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$ $2,1 \cdot 10^{-4}$	$3,9 \cdot 10^{-6}$ $2,0 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-10}$ $3,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$ $3,9 \cdot 10^{-3}$			$1,4 \cdot 10^{-9}$ $5,5 \cdot 10^{-1}$	$5,7 \cdot 10^{-9}$ $8,4 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$ $3,0 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$ $3,8 \cdot 10^{-1}$
$U = 1600 \text{ e}$ Темновой ток, $a$ Чувствительность, $\frac{a}{\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1}}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$ $6,6 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$ $1,6 \cdot 10^{-4}$	$8,1 \cdot 10^{-6}$ $6,6 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$ $6,4 \cdot 10^{-4}$	$9,5 \cdot 10^{-10}$ $1,2 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-9}$ $1,3 \cdot 10^{-2}$			$3,7 \cdot 10^{-9}$ $1,6$	$2,5 \cdot 10^{-8}$ $2,4$	$4,7 \cdot 10^{-9}$ $8,3 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-9}$ $1,1$
$U = 1800 \text{ e}$ Темновой ток, $a$ Чувствительность, $\frac{a}{\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1}}$					$2,6 \cdot 10^{-9}$ $6,7 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-9}$ $4,3 \cdot 10^{-2}$						

жители имеют более высокую чувствительность. Следует отметить, что абсолютная чувствительность мультищелочного ФЭУ-79 почти до  $\lambda = 8500 \text{ \AA}$  превосходит чувствительность кислородных фотумножителей.

Декабрь 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. R. L. Christensen, I. Ames. J. Opt. Soc. America, 1961, 51, N 2, 224.
2. C. R. Barber. J. Scient. Instr., 1946, 23, N 10, 238.
3. R. Stair, W. E. Schneider, W. B. Fussel. Appl. Opt., 1967, 6, N 1, 101.
4. Л. А. Боярский, П. Г. Стрелков. Изм. техн., 1965, № 8, 15.
5. W. E. Forsythe, A. G. Worthing. Astrophys. J., 1925, 61, 146.
6. М. А. Брамсон. Инфракрасное излучение нагретых тел. М., «Наука», 1964, стр. 45.
7. С. В. Горбачев, В. М. Холин, В. Н. Носаль, Изм. техн., 1970, № 8, 9.
8. I. S. De Vos. Physica, 1954, 20, 238.
9. R. D. Larrabee. J. Opt. Soc. America, 1959, 49, 619.
10. Г. Ф. Ситник. Труды ГАИШ, 1953, 22, 3.
11. А. А. Русак, Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. об., 1971, 43, 206.
12. Э. И. Терез. ЖПС, 1973.
13. И гер а б и д е. Приборы для научных исследований, 1968, № 7, 97.

ПРОСТЕЙШИЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭКСПОНОМЕТР  
ДЛЯ АСТРОСПЕКТРОГРАФА

А. П. Кульчицкий

Описан простейший фотоэлектрический экспонометр прямого отсчета, применяемый около 3 лет на 122-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Его примерно логарифмический выход обеспечивает большую ширину диапазона измеряемых световых потоков.

A VERY SIMPLE PHOTOELECTRIC EXPOSURE METER FOR ASTRONOMICAL SPECTROGRAPHS, by A. P. Kul'izky.—A very simple photoelectric exposure meter used at the 122 cm telescope of the Crimean Astrophysical Observatory is described. The approximately logarithmic output provides a wide range of brightness available for measurements.

Если щелевой астроспектрограф не снабжен фотоэкспонометром, то необходимое время экспозиции оценивается лишь весьма грубо, исходя из средних условий наблюдений и в основном определенного на глаз качества звездных изображений. В результате около 20—30% получаемых спектрограмм оказываются непригодными для обработки. Поэтому использование экспонометра в щелевом астроспектрографе существенно повышает эффективность работы.

Роль экспонометра обычно выполняет интегрирующий электрофотометр, измеряющий полное количество световой энергии, приходящей на эмульсионный слой фотоматериала за время экспозиции. Однако во многих случаях, особенно при достаточно стабильном качестве звездных изображений, может быть использован и более простой электрофотометр с непосредственным отсчетом, измеряющий мгновенное значение величины светового потока, проходящего через щель спектрографа. Простейший экспонометр такого типа (с зависимостью выходного сигнала от величины светового потока, близкой к логарифмической, что обеспечивает широкий диапазон измеряемых световых потоков) был применен в Крымской астрофизической обсерватории для щелевого дифракционного астроспектрографа АСП-11 122-см рефлектора.

Выход экспонометра рассчитан на микроамперметр, но для текущего слежения за изменением светового потока предусмотрен выход и на регистрирующий электронный потенциометр типа ЭПП-09.

Принцип работы экспонометра аналогичен электрофотометрам, описанным в [1, 2].

За щелью  $S$  (фиг. 1) установлена прозрачная плоскопараллельная пластинка  $П$  так, что часть светового потока  $\Phi$ , отражаясь, падает на фотокатод фотоумножителя ФЭУ.

Делитель  $\Sigma R$  ФЭУ, лампа  $L$ , микроамперметр  $\mu A$ , резистор  $R$  и источник высоковольтного питания  $E_A$  образуют замкнутую цепь. Режим лампы  $L$  выбран так, что при напряжении на управляющей сетке  $U_g = 0$  она находится в открытом состоянии. Когда катод ФЭУ не освещен,

напряжение  $U_g$  соответствует значению темнового тока  $I_T$  ФЭУ, а через лампу протекает некоторый ток  $I$ .

Световой поток, падая на фотокатод, вызывает фототок, увеличивающий напряжение  $U_g$ , что приводит к изменению тока лампы. В результате на делителе ФЭУ изменяется напряжение  $U_{\Sigma R}$ , от которого зависит интегральная анодная чувствительность  $S$  ФЭУ. Установившееся значение тока  $I$  в цепи соответствует определенному значению светового потока  $\Phi$ .

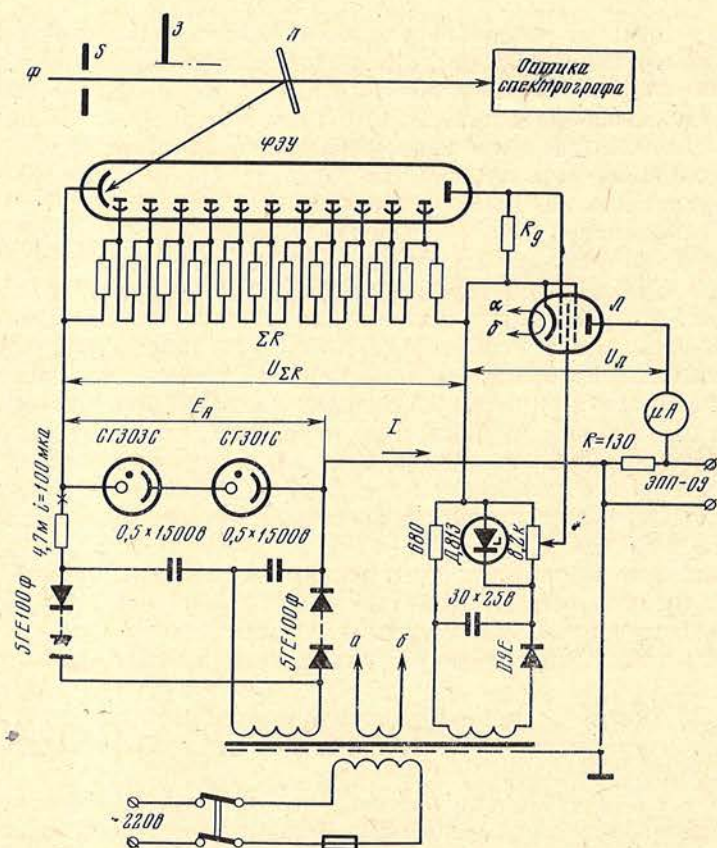
Зависимость чувствительности  $S$  ФЭУ от напряжения питания на его делителе приближенно может быть представлена [3] соотношением

$$\lg S = \alpha I \Sigma R + A, \quad (1)$$

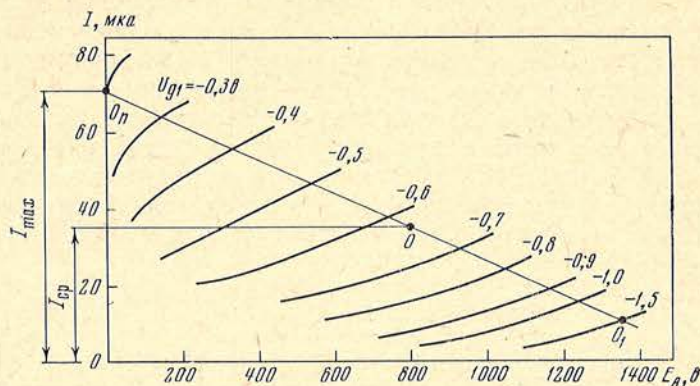
а зависимость тока  $I$  от светового потока  $\Phi$  — выражением

$$I = \frac{E_A}{\Sigma R} - k \frac{R_g}{\Sigma R} (I_T + \Phi \cdot 10^{\alpha I \Sigma R + A}), \quad (2)$$

где  $k$  — коэффициент передачи лампы в каждой рабочей точке  $O_1 \div O_n$  (на фиг. 2 приведены характеристики лампы 6Ж1Ж в высоковольтном режиме при напряжении накала  $U_H = 5$  в и напряжении экранирующей сетки  $U_{g2} = 10$  в);  $R_g$  — сопротивление анодной нагрузки ФЭУ;  $I_T$  — темновой ток ФЭУ, зависящий от напряжения  $U_{\Sigma R}$  и температуры окружающей среды. Выражение (2) позволяет построить ориентировочные зависимости  $I = F(\Phi)$  и дает возможность найти величину  $R_g$ , определяющую необходимую ширину диапазона измеряемых световых потоков. Величина  $R_g$  определяется из (2) при  $I_T = 0$  и  $I_{cp} = 0,5 E_A / \Sigma R$  — значении тока  $I$



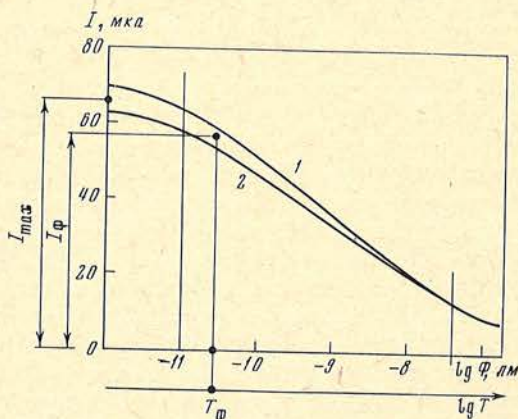
Фиг. 1. Принципиальная электрическая схема фотоэкспозиметра



Фиг. 2. Характеристики лампы 6Ж1Ж в высоковольтном режиме

Фиг. 3. Характеристики экспонометра

1 — зависимость  $I = F(\Phi)$  при  $I_T = 0$ ; 2 — зависимость  $I = F(\Phi)$  при  $I_T = I_{\max}$ , т. е. при максимальной температуре окружающей среды ( $t = 20^\circ\text{C}$ );  $I_{\max}$  — отсчет микроамперметра при закрытом затворе и некоторой температуре окружающей среды;  $I_\Phi$  — среднее значение отсчета микроамперметра за время  $T_\Phi$  фотографирования звезд



в середине рабочего диапазона

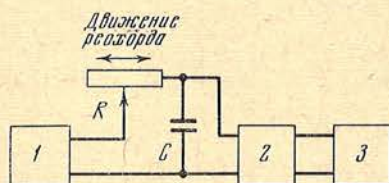
$$R_g = \frac{\Sigma R I_{cp}}{k_{cp} \Phi_{cp}} \cdot 10^{-(\alpha I_{cp} \Sigma R + A)}$$

Здесь  $\Phi_{cp}$  — световой поток, соответствующий среднему значению логарифма ( $\Phi_{\min} \div \Phi_{\max}$ ),  $k_{cp}$  — коэффициент передачи лампы в рабочей точке  $O$ , лежащей на прямой  $\Sigma R$  и соответствующей  $I_A = I_{cp}$  (фиг. 2). Так, при фотоумножителе ФЭУ-79, лампе 6Ж1Ж, сопротивлениях  $\Sigma R = 23 \text{ Мом}$ ,  $R_g = 100 \text{ Мом}$  и напряжении источника питания  $E_A = 1600 \text{ в}$  зависимости  $I = F(\Phi)$  при разных температурах окружающей среды приведены на фиг. 3. Предварительное построение кривых  $I = F(\Phi)$  обеспечивает выбор диапазона измеряемых световых потоков и несколько облегчает калибровку экспонометра. Из фиг. 3 видно, что рабочая область измеряемых световых потоков  $\Phi$  лежит в пределах от  $10^{-11}$  до  $4 \cdot 10^{-8} \text{ лм}$ , что (для телескопа 122 см [4] с учетом отражения около 10% света от пластинки  $\Pi$  (фиг. 1)) соответствует диапазону приблизительно от 1 до  $9^m$ . Окончательная калибровка экспонометра производится методом пробных экспозиций, как показано на фиг. 3. В результате калибровки зависимости  $I = F(\Phi)$  принимают вид  $T = F(I)$ , где  $T$  — время экспозиции. При фотографировании звезд различных спектральных классов при разных дисперсиях и сортах фотоматериалов зависимости  $T = F(I)$  будут различны. Они определяются в процессе эксплуатации.

Длительная эксплуатация экспонометра (около 3 лет) показала, что он обладает высокой надежностью и не требует особого ухода. Контроль за измерением светового потока с помощью микроамперметра позволяет определять экспозиции с точностью не хуже 10%. К недостаткам экспонометра следует отнести возможные ошибки (более 20%) в определении

экспозиции при сильно меняющихся атмосферных условиях. В этих случаях желательно использовать интегрирующий экспонометр.

Необходимо отметить, что описанный экспонометр может быть снабжен дополнительным устройством, позволяющим оценивать интегральные значения световой энергии, проходящей через щель спектрографа за все время экспозиции. Блок-схема такого устройства приведена на фиг. 4. Ось реохорда ЭПП-09 (включенного на выходе экспонометра) должна соединяться с осью реостата  $R$  [5], сопротивление которого изменяется по закону  $R = F(\Phi)$  так, что величина  $R$  всегда удовлетворяет условию  $R = 1/k\Phi$ .



Фиг. 4. Блок-схема интегрирующего устройства

Отсюда следует, что постоянная времени  $\tau = RC$  обратно пропорциональна значению светового потока  $\Phi$ . Параллельно конденсатору  $C$  включается спусковое устройство 2 со счетчиком 3. Когда напряжение на конденсаторе достигает значения  $U_c = \text{const}$  (т. е. порога срабатывания спускового устройства), конденсатор разрядится со скоростью  $T_{\text{разр}} \ll T_{\text{зар}}$ . Количество циклов заряд — разряд конденсатора, регистрируемых счетчиком 3, будет пропорционально полному количеству световой энергии, прошедшей через щель спектрографа за это время.

В заключение следует отметить, что вполне удовлетворительная работа экспонометра и простота его изготовления позволяют использовать описанную схему при проектировании фотоэкспонометров для спектрографов, работающих как на телескопах, так и в лабораториях.

Автор считает своим долгом выразить благодарность Э. А. Витриченко за помощь, оказанную в калибровке экспонометра.

Декабрь 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. W. L. Clin k. Electronics, March 1953, 196.
2. L. Cla r k e. Bull. Inst. océanogr. Monaco, 1960, N 1171.
3. Н. А. С о б о л е в а и др. Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965, стр. 283.
4. Курс астрофизики и звездной астрономии. Под ред. А. А. Михайлова. М.—Л., ГТТИ, 1951, стр. 406.
5. А. М. Б о н ч-Б р у е в и ч. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. М., «Наука», 1966, стр. 644.



ИЗГОТОВЛЕНИЕ БОЛЬШИХ СИТАЛЛОВЫХ ЗЕРКАЛ  
ДЛЯ ТЕЛЕСКОПОВ ТИПОВ КАССЕГРЕНА И РИЧИ — КРЕТЬЕНА

Г. М. Попов

Описаны два метода предварительного контроля зеркал в процессе шлифовки и полировки с использованием измерительной головки типа 01П. Точность первого метода составляет 0,2—0,3 мкм, точность второго —  $\pm 0,05$  мкм. Рассмотрены основные методы асферизации параболических и гиперболических зеркал — применение «длинного штриха», использование звездообразного полировальника, применение управляемых методов шлифовки и полировки. Эти методы применены к изготовлению ситалловых зеркал (из ситалла СО 156 и СО 115 М) диаметром до 800 мм. Изготовленные зеркала имеют параболическую и гиперболическую форму и будут использованы в телескопах Кассегрена и Ричи—Кретьена.

MAKING OF THE LARGE SYTULL MIRRORS FOR CASSEGRAIN AND RITCHEY-CRETIEN TELESCOPES, by G. M. Popov.— Two methods of the preliminary testing of mirrors during the process of grinding and polishing by means of device 01П are described. The precision of the first method is  $0,2 \mu - 0,3 \mu$ , the precision of the second method is  $\pm 0,05 \mu$ . The principal methods of the making paraboloid and hyperboloid mirrors are examined: «long strokes» method, star lap method and the using controlled methods of grinding and polishing. These methods are used in the manufacturing of the sytull (cervite) mirrors (they are made of sytull СО 156 and СО 115М) up to 800 mm. The mirrors have paraboloid and hyperboloid surface and they will be used in Cassegrain and Ritchey — Cretien telescopes.

В настоящее время наиболее распространены зеркальные телескопы системы Кассегрена; для больших телескопов часто применяют также схему Нэсмита. В этих системах главное зеркало является параболюидом, вторичное зеркало — гиперболюидом, эксцентриситет которого может принимать различные значения в зависимости от фокусных расстояний главного и вторичного зеркал и расстояния между ними. В последние годы получает все большее распространение система Ричи — Кретьена [1, 2], имеющая большее поле зрения (благодаря отсутствию комы), нежели обычная система Кассегрена. Почти все крупные телескопы, построенные или строящиеся в последние годы (кроме солнечных телескопов и зеркально-линзовых систем Максудова и Шмидта), имеют оптику, построенную по схеме Ричи — Кретьена, или видоизмененную схему Ричи — Кретьена, усложненную введением дополнительных линз, помещаемых около фокуса системы. В телескопе Ричи — Кретьена оба зеркала имеют форму гиперболюида.

Практика показала, что изготовление больших и точных параболических и гиперболических зеркал из стекла представляет собой очень длительный процесс вследствие потерь времени на «отстой» зеркала в процессе испытаний и недопустимость интенсивных режимов при полировке зеркал. При этом очень строгие требования предъявляются к температурному режиму [3] помещения, в котором производится полировка зеркала (например, при полировке главного зеркала для телескопа ЗТШ темпера-

тура поддерживалась с точностью  $\pm 0,1^\circ \text{C}$ ). Изготовленное зеркало страдает от «эффекта края» [2], вызванного колебаниями температуры в башне. Зеркала, устанавливаемые на баллонах и ИСЗ, невозможно изготовлять из стекла (пирекс, ЛК5) вследствие больших и резких колебаний температуры в стратосфере и космосе, вызывающих деформацию поверхности зеркала. Применение плавленного кварца (коэффициент теплового расширения почти в шесть раз меньше, нежели у стекла ЛК5) возможно для телескопа, не предназначенного для наблюдений Солнца (известно [4], что солнечный телескоп с зеркалами из плавленного кварца страдает от температурных смещений фокуса, а плоские целостатные зеркала его оснащены сложной системой подогрева, улучшающей их тепловой режим). Плавленный кварц дорог и малодоступен в виде больших заготовок, а поэтому его применение в крупных телескопах ограничено. Использование металлических зеркал пока не вышло из стадии эксперимента.

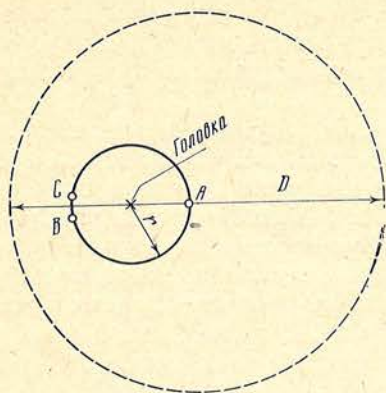
В последние годы появился новый стекловидный материал — ситалл (его марки СО 156 и СО 115М), имеющий практически нулевой коэффициент теплового расширения. В настоящее время в Советском Союзе изготавливаются диски из ситалла диаметром до 2 м при толщине до 0,3 м. В США разработан аналогичный материал кервит, из которого отливаются заготовки диаметром до 4 м. Опыт показал, однако, что обработка ситалла несколько отличается от обработки стекла и получить точную поверхность большого размера на ситалле СО 115 М можно, только применяя специальную методику, разработанную нами применительно к плоским и сферическим зеркалам диаметром до 1100 мм [5]. Обработка ситалла СО 115 М несколько проще, нежели СО 156, благодаря меньшему числу пузырей в первом. Методика изготовления точных несферических зеркал из ситалла до настоящего времени не была разработана, причем господствует мнение о крайней трудности изготовления таких зеркал.

Мы испытали ряд методов асферизации на крупных ситалловых зеркалах (диаметром до 0,8 м) и показали, что изготовление точных параболических и гиперболических зеркал вполне возможно.

## 1. Методика контроля ситалловых зеркал

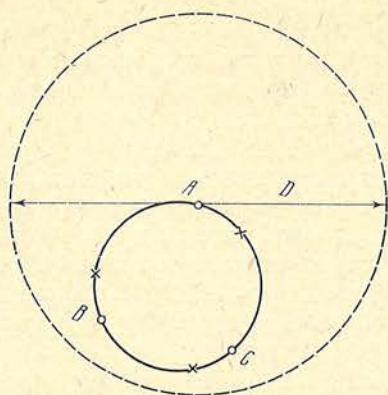
Первоначальная обработка асферического зеркала (обдирка, грубая и тонкая шлифовки) производится совершенно аналогично обработке обычного сферического зеркала из ситалла [5]. Обращаем, однако, внимание на процесс изготовления отверстия в зеркалах, используемых в телескопах Кассегрена и Ричи — Кретьена; дело в том, что просверленное насквозь отверстие существенно усложняет процесс асферизации зеркала, не позволяя использовать некоторые общепринятые методы ретуши (фигуризации) зеркал. Поэтому мы рекомендуем использовать прием, проверенный нами и оправдавший себя на практике: после грубой обработки производится сверление зеркала с тыльной стороны трубчатым сверлом с таким расчетом, чтобы до лицевой поверхности зеркала остался слой толщиной 2—4 мм (практика показала, что толщина этого слоя не должна превышать  $1/20$  от толщины зеркала во избежание последующей деформации зеркала в процессе доверливания). Доверливание отверстия производится после окончания процесса доводки, когда поверхность зеркала примет окончательную точную форму. Аналогичный прием мы с успехом используем и при изготовлении асферических зеркал из стекла.

Учитывая, что ситалл полируется в два-три раза (при равных условиях) медленнее стекла, целесообразно в процессе тонкой шлифовки получить точную сферическую или асферическую форму, незначительно отличающуюся от требуемой. Однако методы контроля шлифованной поверхности не разработаны, что вынудило нас применить следующий метод. Рассмотрим сечение зеркала плоскостью, проходящей через его ось; заметим на сечении ряд равноотстоящих точек — реперов, начиная от центра



Фиг. 1. Схематическое изображение измерительного прибора (сплошная окружность) для контроля поверхностей по первому методу

Зеркало изображено штриховой линией



Фиг. 2. Схема использования другой разновидности измерительного прибора (сплошная окружность) для контроля поверхностей по второму методу

Зеркало (его центр в точке А) изображено штриховой линией

зеркала. Для измерения используем прибор, основой которого является измерительная пружинно-оптическая головка типа ОП, дающая точность отсчетов  $\pm 0,05$  мкм. Эта головка закрепляется в центре металлического диска (фиг. 1) с радиусом  $r < D$  ( $D$  — диаметр зеркала), равным расстоянию между избранными точками зеркала. На окружности диска размещены три шарика  $A$ ,  $B$  и  $C$ , причем расстояние между шариками  $B$  и  $C$  мало по сравнению с радиусом  $r$  кольца (шарики  $A$ ,  $B$ ,  $C$  помещаются в вершинах равнобедренного треугольника).

Методика использования этого прибора сводится к измерению поверхности зеркала в реперных точках, начиная от центра зеркала (от некоторой поверхности сравнения, в частном случае — это плоскость). Для этого прибор помещают на малое зеркало, представляющее собой сферу сравнения и имеющее кривизну, весьма мало отличающуюся от средней кривизны изделия, и записывают показания прибора; затем аналогично получают отсчет в центре изготовляемого зеркала, поместив щуп головки в центральной реперной точке (совпадающей с центром зеркала) и ориентируя ось симметрии прибора (прямая  $AD$ ) вдоль сечения зеркала с реперами. Разность полученных отсчетов дает требуемое отступление формы поверхности зеркала от сферы сравнения. Затем перемещаем прибор вдоль диаметра зеркала на следующую точку — репер и находим отступление от сферы сравнения для этой точки и т. д. Полученные числа позволяют построить график, изображающий отступление формы поверхности зеркала от сферы сравнения. При этом рекомендуется сначала взять кольцо большого радиуса  $r \approx D/5$ , что даст график, построенный по немногочисленным реперам. Затем полученный график можно уточнить, применив кольцо вдвое меньшего радиуса  $r/2$  и введя промежуточные точки — реперы, помещенные на равных расстояниях от исходных реперов, и т. д. Чтобы убедиться, что поверхность зеркала симметрична относительно оптической оси, нужно повторить измерения для другого диаметра зеркала, например перпендикулярно к исходному. Сравнивая полученный профиль с вычисленным профилем для идеального (без ошибок) зеркала, находим ошибку изготовляемого зеркала. Практика показала, что погрешность определения формы поверхности этим методом не превосходит  $0,2-0,3$  мкм. Заметим, что малое зеркало, служащее сферой сравнения, изготовлять не

обязательно, его роль может выполнить произвольный участок изготовляемого зеркала, кривизна которого измерена. Например, можно отполировать этот участок в течение 10—20 мин и определить его кривизну тепловым методом.

Точность изложенного метода достаточна для контроля шлифованной поверхности, но не достаточна для исследований полированной поверхности в процессе фигуризации (доводки); в этом случае можно использовать другой, более точный прибор (фиг. 2), также использующий уже упомянутую измерительную головку. Этот прибор (изготовленный в мастерских КАО) представляет собой кольцо с диаметром, несколько меньшим радиуса зеркала; по окружности кольца расположены три шарика, на которые кольцо опирается при наложении на зеркало. В точках, отмеченных крестиками, располагаются измерительные головки (они также размещены на окружности, на которой помещены шарики). Число головок может быть и более трех. Методика использования этого прибора такова: помещаем прибор на зеркало соосно с оптической осью (центр зеркала совпадает с центром кольца) и снимаем отсчеты со всех головок. Затем ставим прибор на зеркало так, чтобы точка *A* (фиг. 2) оказалась около центра зеркала, а точки *B* и *C* оказались на одной и той же зоне зеркала. Получим разность показаний головок при первой и второй установках кольца, представляющую отклонение зон зеркала, на которых расположены головки, от сферы, проходящей через точки *A*, *B*, *C*. Этот метод точнее первого, так как он свободен от накопления ошибок при многократном перемещении прибора (точность в этом случае определяется только ошибками измерительных головок, т. е. порядка  $\pm 0,05$  мкм).

Используя описанные методы, в процессе шлифовки можно получить поверхность, близкую к требуемой, а в процессе полировки провести окончательную доводку, пользуясь оптическими средствами контроля. Если отступление готовой поверхности от ближайшей сферы невелико (не более 2—3 мкм), то можно отшлифовать поверхность в виде правильной сферы, а асферизацию провести в процессе полировки.

## 2. Методы асферизации и их применение

Процесс полировки ситаллового зеркала сначала ведется так же, как и в случае сферического зеркала [5], однако, в том случае, когда асферизация была проведена в процессе шлифовки, рекомендуется использовать мягкую полировочную смолу, так как полировальник из твердой смолы, как правило, стремится сгладить поверхность, превратив ее в сферу. После того как поверхность зеркала полностью отполирована, начинается процесс доводки (фигуризация), в ходе которого зеркало принимает требуемую форму с заданной точностью. Применительно к обычным стеклянным зеркалам разработаны следующие основные методы асферизации вогнутых параболических и гиперболических поверхностей.

1. Асферизация «длинным штрихом». Использование большой амплитуды колебаний полировальника (используется полировальник сплошного типа, диаметр его равен диаметру зеркала) — это так называемая асферизация «длинным штрихом». Этот метод применим только к зеркалам с малой сферичностью, и его применение зачастую приводит к чрезмерному срабатыванию внешней зоны (появление так называемого завала края). Мы не опробовали этот метод на ситалловых зеркалах ввиду его ограниченной полезности, но применяли его совместно с другими методами в основном с целью «заваливания» краевой зоны зеркала (при изготовлении вогнутых параболических и гиперболических поверхностей из исходного сферического зеркала нужно удалить материал в центре и на краю зеркала).

2. Асферизация малым полировальником. Этот метод в настоящее время наиболее распространен и используется при асферизации зеркал

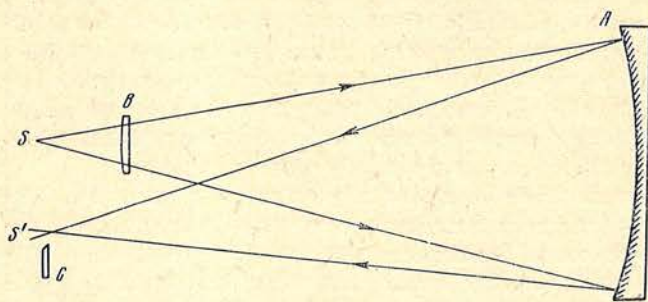
с любыми отступлениями от сферы; при этом возможна асферизация также и зеркал с центральным отверстием.

Сущность метода заключается в следующем. Изготавливается полировальник, имеющий вид звезды [6]; диаметр звезды выбирается равным от  $\frac{2}{3}$  до  $\frac{3}{4}$  диаметра зеркала. Зеркало обрабатывается в положении лицевой поверхностью вверх, причем характер движений полировальника выбирается так, чтобы обеспечить съем стекла по закону, обеспечивающему превращение исходной сферической поверхности в коническое сечение [7]. При этом эксцентриситет конического сечения увеличивается в ходе обработки, изменяясь от нуля до требуемого значения.

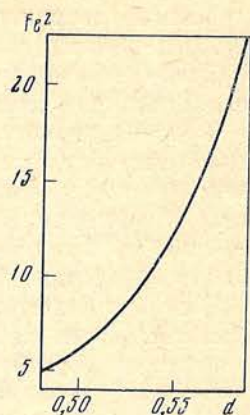
Важно проконтролировать этот процесс и убедиться в том, что выбранный режим работы обеспечивает именно получение конического сечения, а не другой поверхности. В этом случае точность описанных механических методов контроля может оказаться недостаточной и необходимо перейти к использованию оптических методов. Здесь наиболее удобным методом является использование специально изготовленной компенсационной линзы [8] в схеме, изображенной на фиг. 3, где  $A$  — испытуемое зеркало,  $B$  — компенсационная линза,  $S$  — светящаяся точка и  $S'$  ее изображение,  $C$  — нож Фуко. В точке  $S'$  получается безаберрационное изображение; схема работает в монохроматическом свете. Расстояние  $d$  от точки  $S$  до линзы  $B$  может изменяться от нуля до конечного значения, при котором эксцентриситет  $e$  зеркала  $A$  принимает заданное значение. Асферизация начинается при  $e^2 = 0$ , когда исходное зеркало — сфера, затем перемещают линзу по мере того, как эксцентриситет зеркала  $A$  возрастает, добываясь, чтобы изображение точки было безаберрационным; это означает, что процесс асферизации идет правильно и режим полировки выбран верно. Если же не удастся выбрать значение  $d$ , при котором изображение точки  $S$  безаберрационное, то режим полировки выбран неправильно и полученная поверхность не является коническим сечением. Теневая картина позволяет в этом случае определить отклонения полученной поверхности от конического сечения, что в свою очередь, дает возможность соответственно изменить режим полировки с целью исправления этих дефектов. Для быстрого определения полученного эксцентриситета  $e^2$  зеркала при известных параметрах линзы  $B$ , фокусном расстоянии  $F$  зеркала и расстоянии  $d$  от точки  $S$  до линзы  $B$  удобно использовать фиг. 4. Фокусное расстояние линзы принято равным единице. Этот график составлен на основе точных расчетов хода лучей, причем форма линзы была выбрана плосковыпуклой с плоскостью, обращенной к зеркалу; показатель преломления стекла линзы  $n = 1,52$ . При наблюдениях между глазом и ножом Фуко помещался интерференционный светофильтр для устранения влияния хроматической аберрации линзы.

Иногда вместо звездообразного полировальника применяют полировальник меньшего размера (диаметр его порядка  $\frac{1}{2}$  диаметра зеркала), но обычно «сплошного» типа; методика его использования аналогична применению звездообразных полировальников.

При попытках асферизации ситалловых зеркал нами в первую очередь был опробован метод, связанный с применением звездообразного полировальника. Первым обрабатывалось зеркало из ситалла СО 156 диаметром 540 мм с отверстием диаметром 110 мм и с фокусным расстоянием  $F = 2150$  мм (т. е. с относительным отверстием  $A = 1 : 4$ ). В процессе полировки получена точная сферическая форма зеркала, а затем с помощью звездообразного полировальника с диаметром  $\frac{2}{3}$  от диаметра зеркала на станке ШП 350М была проделана обычная процедура асферизации, как описано выше. Однако этот процесс не увенчался успехом и поверхность осталась приближенно сферической, если не считать значительных завалов на краю зеркала и около дыры. Была также предпринята попытка провести асферизацию (параболизацию) с помощью



Фиг. 3. Схема, использовавшаяся для контроля вогнутых эллипсоидов, параболоидов и гиперболюидов



Фиг. 4. Зависимость расстояния между точкой и линзой от произведения фокусного расстояния зеркала на квадрат его эксцентриситета

малого (диаметром 15 см) сплошного полировальника, но при этом обнаружилось, что многочисленные вскрывшиеся пузыри на поверхности зеркала «располировываются» и служат источниками дугообразных местных ошибок. Таким образом, традиционная методика асферизации для ситалла оказывается непригодной. По-видимому, причиной являются тепловые свойства ситалла, в частности его низкий (практически нулевой) коэффициент теплового расширения, играющий значительную роль в процессе асферизации стеклянных зеркал. Дело в том, что при асферизации стеклянных зеркал выделяющееся при полировке тепло изменяет форму поверхности зеркала, способствуя преимущественному срабатыванию нагретых его участков.

Как показали дополнительные исследования, в этом случае может привести к успеху лишь специальная процедура асферизации, которую мы опишем ниже.

Начиная с 1967 г. появилась возможность использовать диски из новой марки ситалла — СО 115М, имеющего значительно меньшее число пузырей, но и более низкую однородность (большее число свилей, нежели в ситалле СО 156).

Из ситалла СО 115М мы изготовили два параболических зеркала диаметром 380 и 400 мм с  $F = 1400$  и 1830 мм соответственно; оба зеркала предназначались для использования в системе Кассегрена, а поэтому после грубой шлифовки с тыльной стороны каждого зеркала были просверлены глухие отверстия, не доходящие до его лицевой поверхности.

При этом в зеркале диаметром 380 мм слой недосверленного ситалла составлял 15 мм при толщине зеркала 50 мм; для зеркала диаметром 400 мм этот слой составлял 2,5 мм при толщине зеркала 50 мм. Диаметр отверстия в обоих случаях составлял 110 мм. Зеркалам в процессе полирования была придана сферическая форма; затем проводилась асферизация (параболизация), причем зеркало диаметром 380 мм обрабатывалось звездообразным полировальником диаметром около  $\frac{2}{3}$  диаметра зеркала, а зеркало диаметром 400 мм — малым «сплошным» полировальником диаметром 220 мм. В обоих случаях процесс параболизации производился на обычном шлифовально-полировальном станке-автомате описанным методом, причем точная поверхность была получена в обоих случаях в короткий срок — не свыше 10 час работы. Это объясняется,

во-первых, возможностью использовать для ситалла интенсивные режимы полировки и, во-вторых, отсутствием потери времени на «отстой» зеркала в процессе испытаний. Наблюдения дифракционного изображения точки показали, что дифракционный кружок виден четко и разрешающая сила зеркала не отличается от теоретической.

После окончания параболлизации отверстие досверливалось, причем во избежание появления сколов досверливание производилось с лицевой (предварительно залакированной) стороны зеркала. Контрольная проверка показала, что зеркало диаметром 400 мм хорошо сохранило форму поверхности, в то время как зеркало диаметром 380 мм, в котором был сохранен толстый слой (15 мм) ситалла над глухим отверстием, изменило форму, приобретя слабый регулярный астигматизм, впрочем почти не снижающий разрешающей силы зеркала. Эта деформация, по-видимому, объясняется наличием значительных напряжений в массе ситалла, которые перераспределяются при сверлении и распиловке ситалловой заготовки. Аналогичную деформацию плоского ситаллового зеркала диаметром 400 мм мы наблюдали при попытке отпилить сегмент со стрелкой 4 см от готового изделия — в этом случае также появился слабый регулярный астигматизм, почти не снижающий разрешающую силу зеркала.

Освоив изготовление вогнутых параболоидов, мы предприняли попытку изготовить гиперболическое вогнутое зеркало с  $e^2 = 1,43$ ,  $D = 800$  мм и  $A = 1 : 5$  для телескопа системы Ричи—Кретьена. Диаметр отверстия в главном зеркале составляет 180 мм; при сверлении глухого отверстия был оставлен слой ситалла толщиной 5 мм (толщина зеркала 100 мм). Материал зеркала — ситалл СО 115М.

В этом случае асферизация производилась также с помощью звездобразного инструмента диаметром  $2/3$  диаметра зеркала, контроль за правильностью поверхности при тонкой шлифовке и полировке осуществлялся приборами с измерительной головкой, описанными выше. При асферизации контроль производился с помощью компенсационной линзы (фиг. 3). Испытание зеркала после асферизации и досверливания отверстия не обнаружило астигматизма.

К этому зеркалу было изготовлено и вторичное выпуклое зеркало диаметром 300 мм также из ситалла СО 115М; оно тоже имеет форму гиперболоида с эксцентриситетом  $e^2 = 26$ , а поэтому для него отступления от сферы очень значительны (свыше 10 мкм).

Асферизация этого зеркала была произведена также традиционным способом — применением сплошного полировальника диаметром 280 мм, в центре которого была удалена смола с участка, образующего пятиконечную звезду диаметром 200 мм. Полировка этим инструментом в течение 5 дней с малой амплитудой колебаний инструмента (он находится сверху) привела к цели; контроль этого зеркала производился в автоколлимационной схеме с главным алюминированным зеркалом и плоским контрольным зеркалом диаметром 1100 мм. Результаты испытаний полученной системы Ричи — Кретьена показали, что остаточная продольная сферическая аберрация этой системы не превышает 0,5 мм, а вычисленная по измеренной продольной аберрации волновая аберрация менее  $\lambda/4$ , т. е. удовлетворяет критерию Релея. Окончательное суждение о качестве этой системы может быть сделано после испытаний ее по звездам.

3. Третий метод асферизации, разработанный нами [7], сводится к полировке последовательных зон зеркала в течение предвычисленного времени (время полировки каждой зоны определяется уравнением, изображающим отступление требуемой поверхности — конического сечения — от сферы, умноженным на радиус зоны зеркала). Полировка производится специальным инструментом, состоящим из трех малых полировальников, обрабатывающих одну зону зеркала; расстояние полировальников от центра зеркала может изменяться таким образом, что имеется возможность обрабатывать любую зону зеркала, кроме центра. Центр

обрабатывается обычным малым полировальником. Этот метод оказался весьма удобным для асферизации ситалловых зеркал с центральным отверстием, когда традиционная методика неприменима.

Метод был использован при асферизации ситаллового зеркала (ситалл СО 156) диаметром 730 мм и  $F = 3365$  мм для телескопа Ричи — Кретьяна, предназначенного для установки в Крымской астрофизической обсерватории. Зеркало имеет гиперболическую форму  $e^2 = 1,14$  и заранее высверленное отверстие диаметром 180 мм. Контроль зеркала со специально рассчитанной линзой (по схеме фиг. 3) показал, что зональные ошибки зеркала не превышают допуска Релея ( $\lambda/4$ ), а астигматизм отсутствует. На поверхности зеркала имеется большое количество вскрывшихся пузырей, но при этом методе асферизации они не располировываются, а качество изображения не страдает. Помещение, где проводилась асферизация зеркал, не термостатировалось, что не помешало работе. Ручная ретушь при доводке не использовалась.

В заключение заметим, то описанные методы могут быть использованы и при обработке более крупных ситалловых зеркал, а также эллипсоидов вращения (например, для системы Дала — Кирхема, где главное зеркало эллипсоид, вторичное — сфера).

Автор благодарен проф. В. К. Прокофьеву за просмотр рукописи и ценные указания.

Декабрь 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. W. R i t c h e y. *Astronomie*, decembre 1927, 541.
2. G. W. R i t c h e y. *Astronomie*, decembre 1927, 529.
3. В. О ш у р к о. ОМП, 1965, № 5, 41.
4. D u n n. *Sky and Telesc.*, 1969, 38, N 6, 368.
5. Г. М. П о п о в, М. Б. П о п о в а. Изв. Крымской астрофиз. obs. (в печати).
6. N. E. H o w a r d. *Standard handbook for telescope making*. 1959, p. 120.
7. Г. М. П о п о в, М. Б. П о п о в а. ОМП, 1970, № 8.
8. Г. М. П о п о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 173.



## ХРОНИКА

В обсерватории в 1970 г. был проведен Пленум Комиссии по исследованию Солнца (декабрь).

Сотрудники обсерватории участвовали в работе ряда совещаний и конференций: в XIII Пленуме КОСПАР в Ленинграде, в Международном совещании по солнечно-земной физике в Ленинграде, в Совещании по космическим лучам в Москве, в Международном симпозиуме «Движение, эволюция орбит и происхождение комет» в Ленинграде, в Пленуме Комиссии астрономического приборостроения в Свердловске, в Пленуме Комиссии по физике планет в Горьком, в Международном семинаре по применению ЭОП в науке и технике в Москве, в Совещании рабочей группы по поляризационным наблюдениям переменных звезд в Бюракане, а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В 1970 г. в Крымскую астрофизическую обсерваторию АН СССР приезжали ученые из ряда стран для обсуждения и проведения совместных работ, получения материала наблюдений, на стажировку.

В обсерватории в 1970 г. были: Б. Ромполът (ПНР), П. Нотни, В. Бронкалла (ГДР), З. Крайчева (НРБ), Лыу Ван Лыонг (ДРВ), Ю. Собоути (Иран), Д. Видман, Д. Вилкокс, Д. Раст, Р. Ховард (США).

На заседаниях Ученого совета Крымской астрофизической обсерватории АН СССР зарубежными учеными были сделаны доклады:

Д. Раст. Колебательные движения на поверхности Солнца,  
Д. Вилкокс. Спутниковые данные о магнетизме и вращении Солнца,  
Р. Ховард. Программа исследований Национальной радиоастрономической обсерватории Грин Бэнк.

В 1970 г. ряд сотрудников КАО АН СССР выезжали в зарубежные страны.

В феврале—марте для организации и проведения наблюдений полного солнечного затмения в Мексике находились Н. В. Стешенко, А. Н. Бабин, Л. Ф. Бежко, Е. М. Николаев. Наблюдения были успешными, получены высококачественные спектры в области 3200—7000 Å внешней хромосферы и внутренней короны.

Для наблюдения солнечного затмения на Кубу выезжали Ю. Ф. Юровский, П. Н. Стежка, С. Н. Мудрый. Были проведены наблюдения на волнах 10 см и 1,37 м.

И. Г. Моисеев в течение месяца (апрель—май) находился в научной командировке в США. Велась обработка материалов наблюдений компактных источников космического радиоизлучения, полученных с помощью радиointерферометра со сверхдлинной базой Крым (СССР) — Грин Бэнк (США).

На XIV съезд Международного Астрономического Союза (Брайтон, Англия) выезжали А. Б. Северный и В. Б. Никонов.

А. Б. Северный, Н. В. Стешенко приняли участие в работе Симпозиума № 43 МАС «Солнечные магнитные поля».

П. П. Добронравин участвовал в работе Симпозиума № 41 МАС/КОСПАР «Новая техника в космических исследованиях» (Мюнхен, ФРГ).

На XIV Генеральной Ассамблее МАС В. Б. Никонов был избран Президентом комиссии № 9 «Астрономическая аппаратура и техника», В. К. Прокофьев — Президентом комиссии № 44 «Внеатмосферная астрономия».

В течение 1970 г. велись совместные работы с зарубежными учеными.

А. Б. Северный и Д. Вилкокс (США) вели работу по теме «Изучение связи между общим магнитным полем Солнца как звезды с межпланетным полем по измерениям на спутниках».

В. А. Котов и Я. О. Стенфлю (Швеция) — по теме «Сравнение записей общего магнитного поля Солнца, полученных в Крыму и в Маунт-Вилсон».

Продолжалась совместная работа по наблюдениям компактных радиоисточников на радиоинтерферометре со сверхдлинной базой. В работе участвовали от КАО АН СССР И. Г. Мойсеев, В. А. Ефанов и др.

В 1970 г. были защищены диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук (Р. Е. Гершберг) и кандидата физико-математических наук (О. П. Голландский).

В 1970 г. вышли из печати 40-й и 41—42-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР». Статьи, помещенные в эти тома, содержат результаты исследований, выполненных в обсерватории.

В мае 1970 г. сдан в печать 45-й том «Известий КАО АН СССР», а также подготовлен 46-й том (сдан в издательство в декабре 1970 г.).

УДК 523.855

Поляризационные наблюдения нестационарных звезд и внегалактических объектов. III. Поляризация излучения квазаров и ядер галактик. Е ф и м о в Ю. С., Ш а х о в с к о й Н. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 3.

Приведены результаты многоцветных поляризационных наблюдений некоторых квазаров, N-галактик, компактных галактик и ядер сейфертовских галактик, выполненных в 1969—1970 гг. на 2,6-м телескопе ЗТШ. Найдено, что у квазара 3С-345 во время его вспышки в июне 1969 г. поляризация достигала 45%. У N-галактик 3С-371 и 3С-390 3 иногда наблюдается очень высокая (свыше 20%) поляризация в синей области и очень резкая и немонотонная зависимость степени поляризации и позиционного угла плоскости поляризации от длины волны. По-видимому, такая зависимость имеет место во время их вспышек. У квазара 3С-273 и сейфертовских галактик NGC 4051, 4151, 5548 также наблюдается зависимость положения плоскости колебаний от длины волны. Для объяснения найденной зависимости параметров поляризации от длины волны необходимо допустить, что оптическое излучение, наблюдаемое в разных спектральных областях, возникает в различных объемах с различной ориентацией магнитного поля. Возможно, что в разных цветах проявляются разные механизмы возникновения поляризованного излучения

Табл. 1, илл. 6, библи. 18 назв.

УДК 523.841

Связь вспышечной активности звезд типа UV Cet с возрастом. I. Ч у г а й п о в П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 14.

Определены характеристики вспышечной активности 14 красных карликовых звезд; 12 из них — звезды типа UV Cet. Наиболее обширный материал использован для четырех звезд (AD Leo, EV Lac, YZ CMi и UV Cet), для которых наблюдения получены Международным патрулем вспыхивающих звезд. Для них найдено, что частота вспышек и выделяемая ими средняя энергия оставались постоянными в течение 2—3 лет, а наблюдаемые различия объясняются эффектом выборки. Распределение рассмотренных 14 звезд на диаграмме абсолютная величина  $M(102)$  — показатель цвета ( $102, 65$ ) показывает, что среди них есть как молодые, так и старые звезды. Наибольшую вспышечную активность имеют молодые звезды типа UV Cet.

Табл. 5, илл. 8, библи. 55 назв.

УДК 523.840

Пятицветная телевизионная фотометрия DI Ser. П е т р о в П. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 25.

Для наблюдений DI Ser применена специальная четырехцветная фотометрическая система, свободная от влияния сильных эмиссионных линий в спектрах звезд типа T Тельца. Пятый фильтр использовался для грубой оценки эмиссии  $H_{\beta}$ . Наблюдения, проведенные на телевизионной установке Крымской астрофизической обсерватории, обнаружили нерегулярные колебания цветовой температуры переменной от 9500 до 50 000° K. При максимальной температуре распределение энергии в спектре DI Ser соответствует нормальным звездам класса A с абсорбционным бальмеровским скачком. Понижение температуры сопровождается уменьшением бальмеровского скачка и усилением эмиссии  $H_{\beta}$ . Положение переменной на теоретической диаграмме  $\lg R/R_{\odot} - \lg T_e$  дает оценку ее массы, заключенную в пределах 1,2—1,7  $M_{\odot}$ .

Табл. 4, илл. 8, библи. 15 назв.

УДК 523.842

Спектрофотометрическое изучение затменно-переменных систем. II. Р а ч к о в с к а я Т. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 35.

Излагаются результаты исследования компонента затменно-переменных систем EM Ser, Z Vul, IM Mon,  $\lambda$  Tau, RS Vul, V822 Aql, U Sge и RX Her. Спектрограммы были получены вблизи фаз 0P,00; 0P,25; и 0P,75 с дисперсией 15 и 36 Å/мм на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории. Определены спектральные классы, абсолютные визуальные величины  $M_V$ , а также скорости вращения  $v \sin i$ .

Результаты исследования показали, что 1) изученные затменно-переменные звезды лежат на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга — Рассела; 2) почти для всех изученных звезд можно предполагать синхронность осевого и орбитального вращений.

Табл. 4, илл. 4, библи. 23 назв.

УДК 523.877

Содержание лития в атмосферах переменных M-звезд типа SR. Б о я р ч у к М. Е. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 47.

20 спектрограмм семи переменных звезд M5 III — M8 III, типа SR были получены на АСП-14 в фокусе куде 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 12 Å/мм в области  $\lambda\lambda 7000-5600$  Å.

Проведен спектроскопический анализ. Отождествлена линия лития  $\lambda 6707,9$ . Определены  $v_{D_{Li}}$ ,  $T_v$ ,  $\lg(N_{Li}/N_{Ca})$ . Отношение содержания лития к кальцию в атмосферах звезд M5 III — M8 III переменных типа SR примерно равно отношению содержания лития к кальцию в атмосферах нормальных звезд M0 III — M3 III и в 10 раз меньше, чем на Солнце.

Табл. 3, илл. 2, библи. 16 назв.

УДК 523.877

Содержание лития в атмосферах двух dM5-звезд. Б о я р ч у к М. Е. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 54.

В 1968—1970 гг. на спектрографе АСП-14 в фокусе куде 2,6-м телескопа ЗТШ было получено девять спектрограмм звезды Барнарда BD + 4°3561 M5 VI и вспыхивающей звезды AD Leo M4,5 V с дисперсией 24 и 12 Å/мм (область  $\lambda\lambda 7000-5600$ ). Проведен спектроскопический анализ. Отождествлена линия лития  $\lambda 6707,9$ . Определены  $v_{D_{Li}}$ ,  $T_v$ ,  $1 \text{ g} N_{Li}/N_{Ca}$ .

Отношение содержаний лития и кальция в атмосфере звезды BD + 4°3561 в 14 раз меньше, чем в атмосфере Солнца. Для AD Leo установлена только верхняя граница содержания лития. Оно в 160 раз меньше солнечного.

Табл. 3, илл. 2, библи. 7 назв.

УДК 523.035

**Некоторые вопросы высвечивания ионизованного водорода, оптически толстого в частотах линий.** Гершберг Р. Е., Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 59.

Получены общие формулы для вычисления радиативных потерь плазмы при конечных заселенностях возбужденных уровней водорода. Подробно рассмотрена роль нестационарного поля  $L_{\alpha}$ -излучения в высвечивании водорода. С целью выяснения роли различных факторов во взаимодействии высвечивающегося водорода и  $L_{\alpha}$ -квантов последовательно рассмотрены следующие модели: чисто радиативные процессы в изотермической плазме; высвечивание изотермической плазмы с учетом ударного взаимодействия частиц; высвечивание водорода с учетом ударных взаимодействий и одновременных изменений температуры газа. Решения, полученные для диапазона начальных температур от 10 000 до 40 000° К для плотностей плазмы от  $10^{19}$  до  $10^{24}$  см<sup>-3</sup> и для различных начальных состояний ионизации и возбуждения, показывают, что все эти параметры заметно меняют временной ход и абсолютные значения плотности  $L_{\alpha}$ -квантов и заселенность второго уровня. Но нормальная примесь гелия в рассматриваемом диапазоне плотностей не сказывается на этих величинах.

Сравнение теоретических кривых блеска высвечивающейся плазмы, полученных с учетом эффектов  $L_{\alpha}$ -квантов и без него, показывает, что это поле излучения заметно замедляет процесс высвечивания. Однако общий вид нисходящих ветвей кривых блеска практически не меняется.

В Приложении, написанном Э. Э. Шнолем, изложен метод численного решения кинетических уравнений, которые описывают одновременно протекание процессов с резко различными характерными скоростями.

Табл. 1, илл. 9, библи. 20 назв.

УДК 523.87

**Влияние высвечивания на спектр турбулентности в звездной атмосфере.** Голландский О. П. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 83.

Исследовалось решение модельного спектрального уравнения изотропной турбулентности с членом переноса энергии в форме Коважного, модифицированной Папчевым, и членом, учитывающим диссипацию энергии за счет высвечивания. Были получены аналитические решения уравнения в двух асимптотических случаях: а) больших и б) малых волновых чисел (по сравнению с обратной величиной средней длины свободного пробега кванта). В обоих асимптотических случаях влияние высвечивания на спектр турбулентности исчезает. В промежуточной области волновых чисел применялись численные методы исследований. Показано, что под влиянием высвечивания спектр турбулентности становится круче, чем при отсутствии высвечивания. Сделан вывод, что высвечивание должно влиять на коротковолновую часть спектра макротурбулентных (или длинноволновую часть микротурбулентных) движений в звездной атмосфере. Это влияние подобно влиянию ударных волн.

Табл. 1, илл. 1, библи. 9 назв.

УДК 523.74

**Яркости на разных высотах в активных областях Солнца.** Гопасюк С. И., Цап Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 90.

По записям на двойном магнитографе изучалась связь между яркостями, а также яркостями и магнитными полями в активных областях на Солнце.

Распределение яркости в активных областях, измеренных в центральных частях линий  $K_2$  Ca II,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $\lambda 4227 \text{ \AA}$  Ca I,  $\lambda 5184 \text{ \AA}$  Mg I, D, Na I,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и в непрерывном спектре  $\lambda 6100 \text{ \AA}$ , сравнивалось с распределением яркости в центре линии  $H_{\alpha}$ . Найдено, что с ростом яркости в  $H_{\alpha}$  яркость в неводородных линиях и в непрерывном спектре увеличивается.

Для водородных линий при малых значениях яркости в  $H_{\alpha}$  (1,0—1,4) наблюдаются две зависимости поведения яркости в  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$ . Одна зависимость дает рост яркости в линиях  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  с ростом яркости в  $H_{\alpha}$ . Другая зависимость дает сначала понижение яркости с ростом яркости в  $H_{\alpha}$ , а в дальнейшем с ростом яркости в  $H_{\alpha}$  яркость в линиях  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$  возрастает.

По избытку яркости оценено превышение температуры в активных областях по сравнению с невозмущенными. Превышение температуры больше в тех местах, где больше напряженность магнитного поля (кроме пятен.)

Табл. 2, илл. 16, библи. 15 назв.

УДК 523.74

**О нагреве активных областей на Солнце.** Гопасюк С. И., Цап Т. Т. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 101.

Рассмотрены возможности нагрева флоккулов ударными волнами, альвеновскими волнами и за счет джоулевой диссипации в частично ионизованном газе. Показано, что нагрев активной области Солнца ударными волнами слабой интенсивности  $p_2/p_1 \approx 1,1 + 2,0$  маловероятен, так как они должны следовать друг за другом через интервалы времени 0,1—2 сек.

Нагрев флоккулов в активной области джоулевой диссипацией возможен, если скорость диффузии ионов относительно нейтральных атомов порядка 200 м/сек. Альвеновские волны с частотой  $\omega \geq 0,1 \text{ сек}^{-1}$  также могут обеспечить нагрев флоккулов.

Табл. 1, библи. 20 назв.

**Влияние выбора модели пятна на определение турбулентной скорости.** Барановский Э. А., Степанян Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 106.

Для нескольких моделей солнечного пятна определены турбулентные скорости. Для определения применены два метода. Первый метод основан на изучении эквивалентных ширин  $W$  средних и сильных линий, второй — на зависимости  $W(\Delta r_0)$ , где  $\Delta r_0$  — глубина линии в ее центре. Зависимости  $T(\tau)$  и  $p_e(\tau)$  ( $T$  — температура,  $p_e$  — электронное давление,  $\tau$  — оптическая глубина), необходимые для вычислений, получены на основании измерений интенсивности непрерывного спектра и эквивалентных ширин слабых линий в тени пятна. Для получения лучшего согласия теории с наблюдениями делается предположение о существовании дополнительного поглощения в непрерывном спектре. Вычисления сделаны для семи моделей. Модели различаются между собой характером зависимости  $\eta(\tau)$ . Здесь  $\eta = \sigma/k$ ,  $\sigma$ ,  $k$  — коэффициенты селективного и непрерывного поглощений. Получена довольно сильная зависимость величины турбулентной скорости от характеристик моделей. Для одной из моделей первой и второй методы дают приблизительно одинаковое значение турбулентной скорости. Для этой модели получено  $V_t = 3,1$  км/сек (без учета магнитного усиления) и  $V_t = 2,4$  км/сек (исправлено за влияние магнитного поля).

Табл. 2, илл. 7, библи. 13 назв.

**Об интерпретации измерений полного магнитного вектора в солнечных пятнах.** Котов В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 115.

На основе измерений полного магнитного вектора в пятне по двум линиям  $\lambda 5250$  Fe I и  $\lambda 6103$  Ca I найдено сильное изменение поля с глубиной. Вращение вектора поперечного поля с глубиной и закрученность силовых линий наблюдаются в том участке пятна, где напряженность вертикального поля уменьшается с глубиной. Вертикальный и горизонтальный электрические токи в пятне имеют соответствующие плотности  $\sim 5 \cdot 10^3$  и  $\sim 10^4$  ед. CGSE.

Обращается внимание на большое расхождение между градиентами магнитного поля, вычисленными по измерениям вертикального поля на двух уровнях в пятне ( $\sim \pm 3$  гс/км) и с помощью уравнения  $\text{div } \mathbf{H} = 0$  ( $\sim + 0,5$  гс/км), что говорит о значительных трудностях при обычной интерпретации измерений  $\mathbf{H}$  в пятнах. Основной причиной этого расхождения может быть тонкая структура поля, которая не разрешается магнитографом.

Илл. 8, библи. 21 назв.

**Распределение радиояркости на краю солнечного диска по наблюдениям затмений 22 сентября 1968 года и 7 марта 1970 года.** Николаев Н. Я., Юровский Ю. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 128.

Изучение материалов двух затмений показывает, что эффективная температура невозможной центральной части диска Солнца на волне 10 см около  $40 \cdot 10^3$  °К. Распределение радиояркости вблизи лимба имеет максимум на расстоянии  $20 \cdot 10^3$  км над видимым краем Солнца. Эффективная температура в максимуме поярчения 7.III 1970 г. достигала  $275 \cdot 10^3$  °К, а 22.IX 1968 г. —  $145 \cdot 10^3$  °К. Возможной причиной меньшей степени поярчения лимбовой области 22.IX, по-видимому, было экранирование части излучения короны сравнительно холодной материей протуберанца. Радиоизлучение локальных источников проследивается до высоты порядка  $60 \cdot 10^3$  км над лимбом с максимумом яркости на высоте  $20 \cdot 10^3$  км.

Илл. 8, библи. 8 назв.

**Некоторые характеристики локальных источников по наблюдениям затмения Солнца 7 марта 1970 года на Кубе.** Юровский Ю. Ф., Юрковская Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 136.

Анализ материала наблюдений, полученных во время затмения 7.III 1970 г., показал, что на волне 10 см всем группам пятен соответствовали источники с  $S$ -компонентами. Над униполярным пятном максимум радиоизлучения располагался без заметного смещения относительно радиуса, проходящего через центр пятна. В сложных группах наиболее яркая часть источника была смещена от головного пятна в сторону более мелких хвостовых пятен, имеющих знак магнитного поля, противоположный полю головного пятна.

На волне 1,37 м были выявлены два источника шумовой бури. Области излучения всплесков и области повышенного излучения фона по положению на диске Солнца не совпадали, но располагались в непосредственной близости.

Табл. 2, илл. 8, библи. 4 назв.

**Абсолютные спектральные характеристики фотоумножителей.** Терез Э. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 144.

Разработана методика калибровки ленточной вольфрамовой лампы по эталону ВНИИМ. Описан метод расчета энергии на выходе системы лампа — монохроматор в диапазоне спектра 3000—12 000 Å, позволяющий вычислять монохроматические потоки с точностью  $\pm 1\%$  их абсолютной величины.

Получены абсолютные спектральные характеристики фотоумножителей типа ФЭУ-22, ФЭУ-83, ФЭУ-64, ФЭУ-79 и английских EMI 9502B и EMI 6256B.

Табл. 1, илл. 13, библи. 13 назв.

**Простейший фотоэлектрический экспонометр для астроспектрографа.** Кульчицкий А. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 155.

Описывается простейший фотоэлектрический экспонометр прямого отсчета, применяемый около 3 лет на 122-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Его примерно ло-

гарифмический выход обеспечивает большую ширину диапазона измеряемых световых потоков.

Илл. 4, библи. 5 назв.

УДК 522.24

**Изготовление больших ситалловых зеркал для телескопов типов Кассегрена и Ричи—Кретьена.** П о п о в Г. М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 159.

Разработка методов изготовления асферических зеркал из ситалла для астрономических и космических приборов является актуальной. Описаны два метода предварительного контроля зеркал в процессе шлифовки и полировки с применением измерительной головки типа 01П. Точность первого метода составляет 0,2—0,3 мкм, точность второго  $\pm 0,05$  мкм. Рассмотрены основные методы асферизации параболических и гиперболических зеркал и их применение к обработке ситалловых (из ситалла СО 156 и СО 115М) зеркал диаметром до 800 мм. Изготовленные зеркала будут использованы в телескопах Кассегрена и Ричи — Кретьена.

Илл. 4, библи. 8 назв.

**Известия Крымской астрофизической обсерватории**

**Том XLVI**

*Утверждено к печати*

*Крымской астрофизической обсерваторий  
Академии наук СССР*

Редактор *Ю. И. Ефремов*

Художественный редактор *Н. Н. Власик*

Технический редактор *А. М. Сатарова*

Сдано в набор 11/VII 1972 г. Подписано к печати 1/XII-1972 г.

Формат 70×108<sup>1/16</sup>. Усл. печ. л. 15,66. Уч.-изд. л. 15,2.

Тираж 1200 экз. Т-20110. Тип. зак. 935. Бумага № 2

Цена 1 р. 02 к.

Издательство «Наука», Москва К-62, Подсосенский пер., д. 21

2-я типография издательства «Наука».

Москва Г-99, Шубинский пер., 10