

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА—1974

Редакционная коллегия:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),
доктор физ.-матем. наук А. А. БОЯРЧУК
(заместитель ответственного редактора),
В. М. МОЖЖЕРИН (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,
доктор физ.-матем. наук Н. В. СТЕЩЕНКО

ЗВЕЗДЫ ТИПА BY Dra. II.
ДАЛЬНЕЙШИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
И ИХ АНАЛИЗ

П. Ф. Чугайнов

Проведено фотоэлектрическое изучение переменности блеска и вспышечной активности красных карликовых звезд. Четыре из изученных звезд: FF And, Глизе 517, BY Dra и GT Peg — известные переменные типа BY Dra. Обнаружены две новые переменные типа BY Dra: YZ CMi и BD — 10°4662. Подтвержден вывод о непостоянстве амплитуды и среднего блеска звезд типа BY Dra. Изменения фотометрических периодов найдены для Глизе 517 и YZ CMi и подтверждены для BY Dra. Получены свидетельства, что вспышечная активность звезды типа BY Dra может быть почти одинаковой независимо от периодического изменения ее блеска.

Эти результаты рассмотрены на основе гипотезы, согласно которой переменность блеска звезд типа BY Dra вызвана осевым вращением и наличием пятна на поверхности звезды. С одной стороны, независимость вспышечной активности от периодической переменности блеска указывает на отсутствие связи между расположением активных областей и распределением яркости на поверхности звезды. С другой стороны, изменения фотометрических периодов, возможно, свидетельствуют о таких перемещениях пятна по поверхности звезды, при которых происходит изменение угловой скорости его осевого вращения. Такое объяснение изменчивости фотометрического периода было впервые предложено Альбрехтом и др. [1] для Солнца. Поэтому можно предположить, что периодические изменения блеска звезд типа BY Dra и Солнца похожи в отношении их природы.

THE BY DRA-TYPE STARS. II. FURTHER PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS AND THEIR ANALYSIS, by P. F. Chugainov. — The photoelectric study of the light variability and the flare activity of red dwarf stars has been carried out. Four of the stars studied: FF And, Gliese 517, BY Dra and GT Peg are known variables of BY Dra-type. Two new variables of BY Dra-type: YZ CMi and BD — 10°4662 have been discovered. The conclusion on inconstancy of the amplitude and the mean brightness of BY Dra-type stars is confirmed. The changes of photometric periods are found for Gliese 517 and YZ CMi and confirmed for BY Dra. The evidences are obtained that flare activity of BY Dra-type star may be almost the same independently of the periodical brightness variation of the star.

These results are considered on the base of the hypothesis according to which the light variability of BY Dra-type stars is due to the axial rotation and the presence of a spot on the star surface. From one hand, the independence of the flare activity on the periodical light variability points to the absence of the interrelation between the location of the active regions and the brightness distribution on the star surface. From the other hand, the changes of photometric periods, probably, evidence such displacements of a spot which change the angular velocity of its axial rotation. Just the same explanation of the variability of the photometric period was firstly proposed by Albrecht and others [1] for the Sun. Therefore, it can be supposed that the periodical light variations of BY Dra-type stars and the Sun are similar in the respect of their nature.

В предисловии к «Первому дополнению к третьему изданию общего каталога переменных звезд» [2] впервые введен особый тип переменных звезд — типа $VY\ Drg$. Там же дано следующее его определение: «Переменные типа $VY\ Drg$ — эмиссионные звезды поздних спектральных классов, показывающие периодические изменения блеска с переменной амплитудой (от $0^m.3$ до $0^m.00$) и меняющейся формой кривой блеска. Периоды — обычно от долей дня до нескольких суток. Переменность блеска вызывается, по-видимому, осевым вращением звезды с изменяющейся со временем степенью неоднородности поверхностной яркости. В пользу этой гипотезы свидетельствуют прежде всего наблюдаемые у переменных типа $VY\ Drg$ скачки фаз. Вероятно, некоторые звезды — карлики этого типа занимают промежуточное положение между переменными типа $UV\ Cet$ и звездами главной последовательности постоянного блеска».

В основном это определение следует тому, которое было предложено Кшеминским в [3]. Результаты наблюдений прошедших 2—3 лет отчасти его подтверждают и отчасти вносят в него изменения. Так, в [4] нами показано, что у самой $VY\ Drg$, по-видимому, происходят не «скачки фаз», а плавное изменение фотометрического периода. Сведения о периодах и кривых блеска звезд типа $VY\ Drg$ были пополнены в результате открытия Торресом и др. [5, 6] двух переменных звезд, сходных с $VY\ Drg$. Очень высокая вспышечная активность одной из звезд, открытых Торресом и др., была ранее обнаружена и исследована Кункелем [7]. Наличие у некоторых звезд типа $VY\ Drg$ вспышек, очень сходных с наблюдаемыми у звезд типа $UV\ Cet$, породило даже сомнения, к какому же типу отнести их — к типу $VY\ Drg$ или к типу $UV\ Cet$ [8].

Главное заключение, которое можно сейчас сделать, — это то, что данные о звездах типа $VY\ Drg$ пока еще неполны и поэтому необходимы их дальнейшие наблюдения. С этой целью мы проводим фотоэлектрические измерения красных карликовых звезд, состоящие в поисках и изучении их периодических изменений блеска и вспышечной активности. В первой части исследования «Звезды типа $VY\ Drg$ » [4] были приведены результаты наблюдений периодических переменных $FF\ And$, $VY\ Drg$ и $GT\ Peg$ (Глизе 875.1), а также нескольких не исследованных ранее звезд. На основе анализа наблюдений была подтверждена гипотеза, согласно которой периодические изменения блеска звезды типа $VY\ Drg$ вызваны ее осевым вращением и наличием пятна на ее поверхности. Кроме того, наши наблюдения показывают возможность существования 8—9-летнего цикла изменений периода, среднего блеска и показателя цвета $VY\ Drg$. Излагаемая ниже вторая часть исследования посвящена в основном анализу наших наблюдений 1971—1973 гг. Особое внимание в ней уделено вопросам изменчивости фотометрических периодов звезд типа $VY\ Drg$ и возможной связи между периодическими изменениями блеска, с одной стороны, и вспышечной активностью — с другой.

1. Измерения блеска исследуемых звезд

Список исследуемых звезд приведен в табл. 1. В первом столбце даны их обозначения по каталогам Глизе или BD , во втором столбце — по «Общему каталогу переменных звезд» [9]. Как и ранее, мы измеряли блеск исследуемых звезд по отношению к звездам сравнения. Для части звезд в табл. 2 указаны обозначения звезд сравнения по каталогу BD , а для части на рис. 1 приведены карты окрестностей, на которых a и b обозначают звезды сравнения, а v — исследуемую звезду. Звезды сравнения остальных звезд были указаны в [4].

Аппаратура и методика наших фотоэлектрических наблюдений были такими же, как описано в [4]. Мы использовали синий фильтр V' и фильтр V , близкий к желтому фильтру системы Джонсона. Результаты наблюдений приведены в табл. 3, 4. В первом столбце даны моменты наблюдений

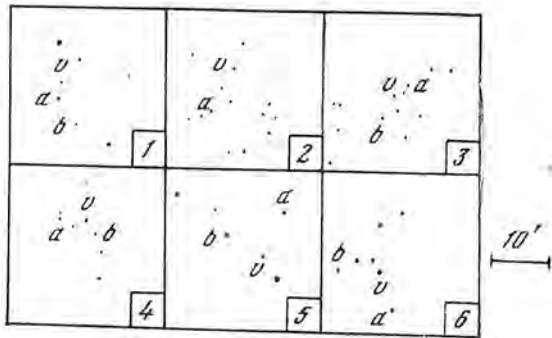


Рис. 1. Карты окрестностей Глизе 122 (1), V371 Ori (2), Глизе 268 (3), YZ CMi (4), Глизе 579 (5) и BD — 10° 4662 (6) (север вверх)

(Юлианские даты, приведенные к центру Солнца), во втором и четвертом — разности величин исследуемой звезды и звезд сравнения a и b , в третьем и пятом — средние квадратичные ошибки. Индексы B' и V указывают, какой был использован фильтр. Каждое значение разности величин между исследуемой звездой и звездой сравнения основано, как правило, на трех последовательно полученных измерениях. Это дало возможность вычислить средние квадратичные ошибки результата σ . Для нескольких

Таблица 1

Номер звезды по каталогу Глизе или BD	Обозначение звезды по ОКПЗ 1969	δm_{va}	δm_{vb}	δm_{ab}	Номер звезды по каталогу Глизе или BD	Обозначение звезды по ОКПЗ 1969	δm_{va}	δm_{vb}	δm_{ab}
29.1	FF And	$\pm 0,019$	$\pm 0,015$	$\pm 0,008$	508 AB	—	0,007	0,007	0,011
122	—	0,007	0,003	0,008	517	—	0,042	0,026	0,038
207.1	V371 Ori	0,021	—	—	519	—	0,012	0,013	0,010
268	—	0,008	0,007	0,016	526	—	0,005	0,000	0,003
285	YZ CMi	0,055	0,051	0,018	569	—	0,006	—	—
380	—	0,003	0,000	0,001	579	—	0,014	0,005	0,010
388	AD Leo	0,018	—	—	616.2	—	—	—	—
411	—	0,008	0,007	0,000	687	—	0,016	0,007	0,010
412	—	0,010	0,000	0,006	—10°4662	—	0,037	—	—
424	SZ UMa	0,016	0,014	0,011	719	BY Dra	0,033	0,035	0,007
488	—	0,010	0,006	0,000	820 A	—	0,000	—	—
494	—	0,007	0,012	0,004	820 B	—	0,000	—	—
					875.1	GT Peg	0,041	—	—

Таблица 2

Номер звезды по каталогу Глизе или по BD	Звезда сравнения (номер по каталогу BD)		Номер звезды по каталогу Глизе или по BD	Звезда сравнения (номер по каталогу BD)	
	a	b		a	b
380	+50°1714	+50°1729	517	— 8°3586	— 7°3652
388	+20°2464	—	519	+36°2385	+36°2387
411	+36°2146	+37°2151	526	+15°2617	+15°2624
412	+43°2079	+44°2049	569	+16°2709	—
424	+66°714	+66°716	—10°4662	—10°4656	—10°4658
488	+ 0°2995	+ 0°2994	820 A	+38°4325	—
494	+13°2617	+13°2613	820 B	+38°4325	—
508 AB	+48°2105	+48°2103			

Таблица 3

J. D. 2441...	Δm_{B^1a}	σ_a	Δm_{B^1b}	σ_b
FF And				
533,4890	+0,612	$\pm 0,004$	-0,007	$\pm 0,005$
545,4135	+0,594	13	-0,025	4
5524	+0,633	5	+0,004	6
547,4435	+0,597	12	-0,042	11
549,4352	+0,588	5	-0,023	3
5304	+0,611	4	-0,028	4
564,5370	+0,598	4	-0,023	6
566,5309	+0,611	6	-0,018	7
568,4900	+0,616	4	-0,009	7
570,4840	+0,606	3	-0,012	3
577,3225	+0,628	5	-0,007	4
4440	+0,637	2	0,000	5
5530	+0,613	4	-0,024	7
578,3266	+0,636	8	+0,006	6
4843	+0,651	2	+0,008	2
579,3495	+0,636	2	-0,001	2
4475	+0,647	4	+0,001	5
5134	+0,623	4	-0,014	2
595,3035	+0,577	3	-0,037	9
596,2896	+0,607	9	-0,007	3
597,2841	+0,599	8	-0,021	8
598,2875	+0,619	3	-0,008	3
604,2640	+0,623	2	-0,001	5
618,2356	+0,591	6	-0,036	1
708,1830	+0,637	4	0,000	5
717,1940	+0,640	6	+0,012	6
719,2010	+0,617	8	+0,002	5
888,4360	+0,605	4	-0,012	9
900,4681	+0,616	9	+0,018	6
908,5333	+0,617	9	-0,002	10
920,4619	+0,640	6	+0,004	5
922,4494	+0,651	3	+0,022	4
923,4795	+0,627	3	-0,007	4
926,4610	+0,654	3	+0,021	4
928,4708	+0,634	6	+0,002	7
948,5094	+0,649	8	+0,018	7
952,4873	+0,624	3	-0,001	5
953,4887	+0,641	2	+0,005	3
957,3604	+0,644	6	+0,008	8
4326	+0,642	3	+0,010	4
958,4756	+0,612	4	-0,022	5
974,3197	+0,648	3	+0,019	5
Глизе 122				
349,1930	+0,904	2	+0,282	2
355,1895	+0,917	11	+0,292	6
356,2200	+0,896	3	+0,286	2
391,2222	+0,895	2	+0,297	4
394,2256	+0,900	5	+0,289	7

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	$\Delta m_{B'G}$	σ_a	$\Delta m_{B'g}$	σ_b
V371 Ori				
331,1822	+1,280	15	—	—
332,2112	+1,333	28	—	—
333,1882	+1,334	31	—	—
334,1896	+1,310	13	—	—
354,3564	+1,340	5	—	—
355,2132	+1,343	9	—	—
356,2403	+1,304	21	—	—
Глизе 268				
224,5584	+1,015	12	+0,403	5
225,5571	+1,021	9	+0,425	8
331,2421	+0,892	11	+0,053	5
333,2102	+0,896	16	+0,049	10
334,2143	+0,920	17	+0,079	17
336,2129	+0,922	28	+0,084	24
354,4114	+0,981	8	+0,138	10
355,3162	+0,929	30	+0,121	24
384,3023	+1,006	27	+0,062	21
385,3591	+0,916	20	+0,035	25
390,2865	+0,930	30	+0,126	32
391,2725	+0,967	40	+0,094	15
392,2537	+0,915	25	+0,074	27
394,2713	+0,958	19	+0,074	24
396,2388	+0,989	29	+0,161	33
397,2616	+0,997	22	+0,101	26
413,2836	+0,968	14	+0,141	21
417,2681	+0,965	19	+0,087	7
682,2408	+0,924	20	—	—
683,2450	+0,943	26	—	—
684,2228	+0,974	18	—	—
685,2123	+0,936	17	—	—
686,2214	+0,955	11	—	—
749,2216	+0,902	17	—	—
YZ CMi				
331,4463	+1,723	32	-0,555	32
334,3220	+1,692	30	-0,586	30
,3803	+1,668	26	-0,610	26
336,2886	+1,752	28	-0,529	28
,3831	+1,732	28	-0,546	28
339,5164	+1,681	27	-0,597	27
,5518	+1,689	27	-0,589	27
340,4164	+1,720	30	-0,558	30
,4866	+1,779	30	-0,538	30
,5102	+1,748	30	-0,520	30
349,2197	+1,770	15	—	—
350,2384	+1,639	7	—	—
355,3169	+1,826	10	-0,459	4
,3954	+1,829	19	-0,519	7
357,2759	+1,693	12	-0,585	8
358,2134	+1,739	10	-0,521	4
360,2345	+1,737	8	-0,541	4
361,2164	+1,767	4	-0,509	10

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
368,2125	+1,653	13	—	—
369,2209	+1,762	21	—	—
380,2537	+1,752	11	-0,534	11
384,2742	+1,653	5	-0,589	8
385,3263	+1,760	12	-0,469	15
390,2252	+1,640	12	-0,677	46
391,2461	+1,797	9	-0,425	23
392,2321	+1,760	5	-0,506	10
393,2236	+1,643	13	—	—
394,2527	+1,791	12	-0,464	16
395,2269	+1,696	19	—	—
396,2255	+1,718	10	—	—
397,2463	+1,776	14	—	—
398,2413	+1,662	10	—	—
408,2530	+1,797	16	—	—
413,2512	+1,756	8	-0,515	11
416,2545	+1,781	5	—	—
417,2502	+1,722	14	—	—
418,2571	+1,675	14	—	—
419,2576	+1,809	14	—	—
420,2588	+1,667	8	—	—
421,2583	+1,719	6	—	—
422,2603	+1,772	11	—	—
426,2553	+1,673	11	—	—
598,5573	+1,637	13	—	—
630,4784	+1,794	6	—	—
632,4557	+1,749	12	—	—
636,6005	+1,735	2	—	—
653,4559	+1,669	13	—	—
658,4187	+1,828	13	—	—
665,4212	+1,709	16	—	—
681,3822	+1,651	12	—	—
682,2976	+1,700	3	—	—
,3704	+1,773	11	—	—
,4391	+1,752	9	—	—
,5114	+1,771	8	—	—
,5898	+1,786	8	—	—
683,3094	+1,826	7	—	—
684,2906	+1,620	11	—	—
,3698	+1,689	9	—	—
,4344	+1,683	4	—	—
,5010	+1,713	4	—	—
,5615	+1,685	5	—	—
685,2795	+1,738	9	—	—
,3392	+1,789	13	—	—
,4087	+1,821	8	—	—
,5121	+1,827	8	—	—
,5392	+1,803	6	—	—
,5746	+1,768	6	—	—
686,3163	+1,794	9	—	—
,3927	+1,775	9	—	—
,4615	+1,748	8	—	—
,5253	+1,736	11	—	—

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
,5858	+1,720	15	—	—
708,3428	+1,843	14	—	—
,4824	+1,810	14	—	—
717,2350	+1,670	6	—	—
,3482	+1,692	7	—	—
719,2341	+1,814	8	—	—
749,2461	+1,774	8	—	—
,3391	+1,780	7	—	—
750,3418	+1,728	15	—	—
766,2449	+1,827	12	—	—
,3081	+1,797	14	—	—
767,2392	+1,688	10	—	—
768,2580	+1,751	9	—	—
769,2669	+1,804	7	—	—
770,2612	+1,668	8	—	—
772,2471	+1,829	10	—	—
773,2755	+1,686	5	—	—
774,2567	+1,811	12	—	—
775,2614	+1,753	8	—	—
776,2509	+1,736	9	—	—
777,2619	+1,784	7	—	—
778,2688	+1,720	13	—	—
Глизе 380				
405,3366	-1,145	1	-1,306	2
407,3463	-1,144	2	-1,307	8
408,2817	-1,139	2	-1,297	2
AD Leo				
356,4791	-0,809	10	—	—
369,3028	-0,826	8	—	—
,3820	-0,801	10	—	—
390,4600	-0,857	3	—	—
394,3653	-0,855	8	—	—
396,3590	-0,858	8	—	—
397,3277	-0,851	4	—	—
408,2695	-0,842	5	—	—
413,3719	-0,855	12	—	—
417,3229	-0,854	11	—	—
419,3556	-0,843	5	—	—
427,2962	-0,831	9	—	—
447,2720	-0,822	15	—	—
Глизе 411				
394,3832	+0,109	6	-0,216	6
396,3720	+0,118	1	-0,209	4
397,3400	+0,127	8	-0,207	7
406,3535	+0,105	4	-0,228	4
408,2944	+0,114	3	-0,214	2
419,3688	+0,101	2	-0,225	2

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	Δm_{B^*a}	σ_a	Δm_{B^*b}	σ_b
Глизе 412				
394,4056	+0,165	2	-0,386	3
396,3861	+0,196	5	-0,363	5
397,3576	+0,187	5	-0,365	3
406,3697	+0,193	8	-0,379	9
408,3064	+0,188	3	-0,370	4
417,3509	+0,190	3	-0,371	4
SZ UMa				
750,4278	+0,216	18	-0,441	14
767,3770	+0,189	13	-0,446	11
769,3874	+0,203	2	-0,458	2
770,3804	+0,211	5	-0,457	3
838,3599	+0,184	3	-0,472	9
839,3148	+0,207	4	-0,448	5
850,3330	+0,181	10	-0,464	8
851,3205	+0,193	3	-0,439	5
856,3347	+0,158	3	-0,464	2
857,3298	+0,188	1	-0,476	3
865,3219	+0,170	7	-0,481	11
Глизе 488				
394,4458	-0,378	4	-0,800	9
396,4035	-0,374	2	-0,786	2
397,4035	-0,380	5	-0,794	7
408,3272	-0,405	10	-0,812	9
413,3897	-0,407	9	-0,811	11
417,3682	-0,386	4	-0,800	3
Глизе 494				
331,5869	-0,126	7	-0,176	9
339,5819	-0,133	3	-0,181	5
340,5713	-0,115	6	-0,162	8
390,4746	-0,130	3	-0,183	4
392,4637	-0,114	6	-0,162	4
413,4034	-0,132	4	-0,197	1
Глизе 508 AB				
394,4625	-0,633	5	-0,853	4
396,4202	-0,627	6	-0,844	6
397,3709	-0,619	2	-0,837	2
406,3940	-0,647	9	-0,832	7
408,3684	-0,637	4	-0,855	5
417,3803	-0,633	3	-0,840	3
421,2830	-0,636	4	-0,850	3
Глизе 517				
394,4842	-0,297	11	-0,300	11
396,4391	-0,233	6	-0,239	8
397,4559	-0,217	9	-0,229	5
413,4474	-0,322	4	-0,267	7
417,4272	-0,316	5	-0,298	9
419,4155	-0,247	3	-0,224	7
4252	-0,230	7	—	—

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	Δm_{B^a}	σ_a	Δm_{B^b}	σ_b
,4516	-0,250	5	-0,227	5
,4982	-0,263	5	-0,209	5
427,3174	-0,233	3	-0,241	7
,3667	-0,224	4	-0,247	5
,3875	-0,229	4	-0,260	4
441,3221	-0,282	4	-0,269	3
447,2919	-0,304	15	-0,220	9
,3468	-0,306	5	-0,237	4
,3884	-0,293	3	-0,216	5
448,3093	-0,276	8	-0,232	4
,3940	-0,288	7	-0,216	11
449,3036	-0,335	13	-0,283	13
450,3008	-0,267	10	-0,231	12
,3238	-0,268	4	-0,234	4
452,2800	-0,267	8	-0,208	2
,3314	-0,261	3	-0,218	5
453,2863	-0,299	8	-0,255	16
,3639	-0,282	5	-0,263	2
454,2855	-0,228	16	-0,218	6
,3507	-0,186	13	-0,216	8
455,2888	-0,233	2	-0,240	11
,3541	-0,228	5	-0,242	4
459,3033	-0,166	6	-0,222	2
467,3104	-0,190	17	-0,225	17
475,3109	-0,267	7	-0,209	6
477,3116	-0,351	9	-0,249	8
478,3096	-0,318	3	-0,197	7
479,3332	-0,309	6	-0,180	6
481,3227	-0,384	12	-0,248	12
482,3200	-0,359	5	-0,217	5
483,3207	-0,320	15	-0,175	14
750,4665	-0,276	10	-0,254	10
767,3957	-0,196	3	-0,220	4
769,4068	-0,172	2	-0,215	7
770,3978	-0,186	8	-0,231	4
772,3860	-0,139	6	-0,171	6
773,3901	-0,217	6	-0,240	4
774,3887	-0,210	3	-0,229	7
776,3881	-0,190	12	-0,174	12
777,3888	-0,238	8	-0,201	6
778,3826	-0,260	1	-0,226	10
822,3881	-0,251	6	-0,220	4
826,2998	-0,225	4	-0,223	4
837,3465	-0,180	9	-0,238	8
838,3290	-0,176	6	-0,239	5
839,3032	-0,149	15	-0,185	14
851,3048	-0,220	6	-0,206	11
856,3088	-0,195	10	-0,189	12
857,3041	-0,222	6	-0,242	6
825,3017	-0,264	6	-0,245	9
Глизе 519				
397,4245	+0,386	2	+0,057	3
408,3842	+0,352	7	+0,038	7

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
413,4188	+0,372	4	+0,035	1
417,3951	+0,370	2	+0,062	3
419,3840	+0,350	11	+0,037	9
441,2903	+0,374	5	+0,067	3
Глизе 526				
397,4480	-0,099	4	-0,579	4
408,3662	-0,110	5	-0,588	6
413,4309	-0,105	4	-0,587	2
417,4109	-0,099	4	-0,578	5
419,4007	-0,106	2	-0,591	2
441,3047	-0,091	5	-0,582	8
Глизе 569				
708,5762	-0,900	9	—	—
750,4922	-0,900	10	—	—
767,4124	-0,889	4	—	—
769,4160	-0,886	13	—	—
770,4078	-0,891	6	—	—
839,3631	-0,914	3	—	—
856,3271	-0,894	5	—	—
857,3202	-0,908	5	—	—
865,3157	-0,882	11	—	—
Глизе 579				
390,4908	-0,492	7	-0,666	7
392,4806	-0,504	8	-0,654	6
394,5035	-0,508	6	-0,654	2
396,4883	-0,532	4	-0,673	1
397,4808	-0,523	7	-0,662	10
Глизе 616.2				
417,4949	+0,748	3	-0,327	2
Глизе 687				
390,5488	+0,030	6	-0,773	8
392,5273	+0,030	2	-0,783	1
394,5349	+0,003	5	-0,791	4
396,5224	+0,045	4	-0,779	3
397,5113	+0,041	3	-0,769	2
BY Dra				
390,5306	+0,545	5	+0,169	6
392,5062	+0,510	5	+0,141	6
394,5168	+0,555	4	+0,190	9
396,5071	+0,480	7	+0,137	3
397,4960	+0,510	2	+0,153	2
406,4337	+0,538	9	+0,186	12
408,3983	+0,501	4	+0,142	8
413,5173	+0,540	2	+0,174	3
417,5069	+0,545	7	+0,180	5
419,5042	+0,499	4	+0,137	2
427,3961	+0,474	11	+0,112	6
441,3541	+0,568	7	+0,199	3

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
447,4230	+0,500	7	+0,128	7
448,4071	+0,554	9	+0,189	10
449,3626	+0,569	5	+0,191	8
450,3745	+0,484	5	+0,126	7
454,3877	+0,436	14	+0,098	10
455,4044	+0,502	2	+0,146	2
459,4267	+0,526	5	+0,161	5
462,2961	+0,475	7	+0,114	5
463,2975	+0,522	2	+0,167	2
463,4004	+0,527	2	+0,167	2
465,3914	+0,504	2	+0,140	5
467,3330	+0,539	6	+0,184	7
467,4963	+0,568	2	+0,205	2
475,3845	+0,560	5	+0,195	2
477,3832	+0,483	4	+0,116	4
478,4999	+0,507	6	+0,133	7
481,4840	+0,459	7	+0,109	6
482,3410	+0,518	3	+0,122	7
483,3528	+0,555	15	+0,207	14
533,3001	+0,516	3	+0,155	3
537,3216	+0,512	7	+0,151	4
539,3043	+0,431	4	+0,081	7
545,2703	+0,500	4	+0,144	2
547,2695	+0,443	3	+0,081	3
549,2708	+0,511	3	+0,147	3
551,2680	+0,461	3	+0,097	4
559,2866	+0,469	3	+0,116	3
566,2482	+0,465	5	+0,099	4
568,2441	+0,519	8	+0,147	2
570,2391	+0,450	8	+0,093	2
577,2849	+0,440	2	+0,074	3
578,2321	+0,479	1	+0,104	1
579,2397	+0,519	2	+0,155	1
595,2574	+0,498	3	+0,139	3
596,2086	+0,473	3	+0,098	4
597,2170	+0,486	1	+0,124	1
598,2030	+0,514	3	+0,147	3
604,1994	+0,467	4	+0,097	1
618,1843	+0,509	5	+0,137	2
619,2010	+0,490	3	+0,119	3
681,1653	+0,466	7	+0,101	5
682,1847	+0,478	5	+0,112	5
683,1886	+0,519	5	+0,148	3
684,1653	+0,488	8	+0,113	6
685,1528	+0,463	8	+0,107	5
750,4978	—	—	+0,052	5
767,4150	—	—	+0,144	4
769,4316	—	—	+0,061	2
770,4553	—	—	+0,065	5
772,3908	—	—	+0,130	2
773,3956	—	—	+0,056	4
774,3936	—	—	+0,084	5

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2441...	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
776,3923	—	—	+0,104	7
777,3924	—	—	+0,077	6
822,3164	—	—	+0,123	2
826,3122	—	—	+0,114	3
838,3762	+0,471	5	+0,112	4
839,3297	+0,476	3	+0,111	2
850,3502	+0,478	7	+0,115	7
851,3356	+0,457	2	+0,096	2
857,3454	+0,468	4	+0,109	2
865,3392	+0,480	6	+0,112	3
867,2961	+0,466	5	+0,093	6
888,2830	+0,493	5	+0,126	5
896,2774	+0,479	5	+0,113	5
900,2691	+0,485	3	+0,107	4
908,3014	+0,481	4	+0,117	3
,3424	+0,471	4	+0,106	6
,4056	+0,476	6	+0,112	6
,4597	+0,476	4	+0,111	4
910,3159	+0,468	8	+0,093	8
916,3206	+0,483	7	+0,106	4
920,3393	+0,470	3	+0,112	2
Глизе 820 А				
455,4193	-0,688	5	—	—
459,4406	-0,688	1	—	—
462,4089	-0,685	2	—	—
463,4138	-0,691	6	—	—
465,4063	-0,683	3	—	—
467,5057	-0,694	1	—	—
Глизе 820 В				
455,4193	+0,344	5	—	—
459,4406	+0,354	4	—	—
462,4089	+0,353	6	—	—
463,4138	+0,343	11	—	—
465,4063	+0,346	1	—	—
467,5057	+0,355	6	—	—
GT Peg				
478,4862	+0,715	6	—	—
481,4725	+0,613	10	—	—
482,4914	+0,776	11	—	—
483,5220	+0,682	5	—	—
533,3992	+0,783	6	—	—
537,4099	+0,713	20	—	—
545,3131	+0,666	6	—	—
,3979	+0,672	5	—	—
547,3298	+0,671	3	—	—
,3562	+0,700	8	—	—
549,3999	+0,762	9	—	—
559,2642	+0,755	6	—	—
564,5157	+0,767	7	—	—
566,5150	+0,693	13	—	—
568,5014	+0,664	23	—	—

Таблица 3 (окончание)

J. D. 2441...	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
570,5007	+0,729	3	—	—
578,4298	+0,677	9	—	—
579,4652	+0,758	8	—	—
595,2860	+0,733	8	—	—
596,2693	+0,691	13	—	—
597,2672	+0,803	12	—	—
598,2693	+0,708	10	—	—
604,2219	+0,722	6	—	—
618,2102	+0,694	10	—	—
681,1829	+0,740	14	—	—
682,2058	+0,701	6	—	—
683,2183	+0,693	12	—	—
684,1862	+0,781	4	—	—
685,1715	+0,714	4	—	—
686,1922	+0,745	24	—	—
693,1763	+0,704	22	—	—
920,3653	+0,740	14	—	—
923,3655	+0,734	16	—	—
926,3795	+0,721	9	—	—
928,3678	+0,703	9	—	—
945,2506	+0,752	7	—	—
948,2534	+0,704	3	—	—
,3854	+0,756	9	—	—
949,2499	+0,706	7	—	—
952,2430	+0,702	7	—	—
,4361	+0,702	7	—	—
953,2479	+0,723	18	—	—
,4416	+0,772	15	—	—
954,2673	+0,752	4	—	—
,4124	+0,726	6	—	—
956,2826	+0,725	5	—	—
957,2444	+0,691	4	—	—
,3340	+0,698	6	—	—
958,3242	+0,772	11	—	—

звезд мы использовали звезду сравнения b только как контрольную и разности между исследуемой звездой и b не определяли.

Сопоставление дисперсий разностей звездных величин исследуемых звезд и звезд сравнения и средних квадратичных ошибок определения этих разностей дает возможность решить вопрос о наличии реальных изменений блеска у исследуемой звезды. Как видно из табл. 3, 4, средние квадратичные ошибки определения разностей звездных величин обычно не превышали 0^m01 — 0^m02 . Поэтому можно полагать, что исследуемая звезда обладает переменностью блеска, если дисперсия разностей ее звездной величины и звезды сравнения (при условии постоянства последней) больше, чем 0^m03 — 0^m06 . В третьем, четвертом и пятом столбцах табл. 1 приведены дисперсии разностей величин между исследуемыми звездами и звездами сравнения a , исследуемыми и звездами сравнения b и между звездами сравнения a и b : δm_{va} , δm_{vb} и δm_{ab} соответственно. При нахождении их мы вычли из наблюдаемых дисперсий D (Δm) усредненные (по всем наблюдениям данной пары звезд) средние квадра-

Таблица 4

J. D. 2441...	Δm_{Va}	σ_a	J. D. 2441...	Δm_{Va}	σ_a
BD — 10°4662					
900,3309	+0,695	+0,020	942,2177	+0,748	5
916,2866	+0,751	4	945,2181	+0,787	6
919,2616	+0,787	6	946,2131	+0,727	9
920,2602	+0,727	7	947,2137	+0,701	7
922,2492	+0,756	2	948,2094	+0,757	10
923,2431	+0,770	4	949,2170	+0,821	8
924,2478	+0,758	7	951,2084	+0,759	10
926,2442	+0,693	6	952,2069	+0,677	5
927,2434	+0,766	6	953,2075	+0,778	12
928,2419	+0,740	6	954,2026	+0,793	6
929,2439	+0,785	5	957,2032	+0,700	5
931,2464	+0,718	9	969,1877	+0,778	9
940,2248	+0,762	5	974,1782	+0,756	7
941,2296	+0,711	5	975,1843	+0,786	4

тичные ошибки $\bar{\sigma}$, т. е. использовали следующие выражения:

$$\delta m_{va} = \sqrt{D(\Delta m_a) - \bar{\sigma}_a^2},$$

$$\delta m_{vb} = \sqrt{D(\Delta m_b) - \bar{\sigma}_b^2}, \quad \delta m_{ab} = \sqrt{D(\Delta m_{ab}) - \bar{\sigma}_{ab}^2}.$$

Рассмотрение табл. 4 показывает, что наибольшими дисперсиями обладают следующие звезды: FF And, YZ CMi, Глизе 517, BD — 10°4662, BY Dra и GT Peg. Из них FF And, BY Dra и GT Peg — известные периодические переменные типа BY Dra [9]. Переменность Глизе 517 открыли Торрес и Мелло [5], отнесшие ее к звездам типа BY Dra. YZ CMi — хорошо известная вспыхивающая звезда, а BD — 10°4662 заподозрили в переменности как вспыхивающую Стенон [10] и Хоффлейт [11]. Однако мы увидим далее, что результаты наших измерений блеска YZ CMi и BD — 10°4662 и вычисленная по ним дисперсия отражают в основном не вспыхивающую активность этих звезд, а периодические изменения их блеска. Следует отметить, что для Глизе 517 нами получены большие значения не только дисперсий δm_{va} и δm_{vb} , но и δm_{ab} . Это показывает, что одна из ее звезд сравнения переменная. Поскольку, однако, δm_{va} значительно больше, чем δm_{vb} , то переменной следует считать звезду сравнения *a* (BD — 8°3586), что подтверждает сделанное ранее заключение Торреса и Мелло [5]. Значения дисперсий для остальных звезд сравнения не превышают 0^m01—0^m02. Эти значения можно считать верхним пределом переменности звезд сравнения, но в основном они, по-видимому, вызваны приближенным характером вычисления дисперсии и, возможно, различиями цветов сравниваемых звезд.

2. Методика определения периодов изменений блеска

Периоды изменений блеска FF And, YZ CMi, Глизе 517, BY Dra и GT Peg были нами найдены по наблюдениям 1971—1973 гг. с помощью методов Юркевича [12] и Таннера [13].

Метод Юркевича аналогичен использованному нами в [4] методу Лафлера — Кинмана. Он дает возможность выявить периодичность изменений блеска переменной звезды путем испытания ряда пробных пери-

одов и найти зависимость блеска от фазы периода, наилучшим образом представляющую наблюдения. Все вычисления, связанные с применением этого метода к рассматриваемым здесь наблюдениям, были проведены с помощью вычислительной машины «Минск-14».

Исходными данными были разности звездных величин переменной звезды и звезды сравнения Δm_i и моменты наблюдений t_i . Порядок вычислений для одной переменной звезды был следующим. Обозначим число наблюдений через N . В программе вычислений было прежде всего предусмотрено определение среднего момента наблюдений и средней разности звездных величин

$$\bar{t} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i, \quad \overline{\Delta m} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta m_i.$$

Следующим этапом было вычисление для каждого испытываемого значения периода P фаз φ_i , соответствующих моментам t_i :

$$\varphi_i = (t_i - \bar{t})/P.$$

Шаг ΔP , с которым были заданы в программу вычислений периоды, соответствовал разности фаз наблюдений, стоящих в начале и конце ряда, $\Delta\varphi = 0,1$. При этом согласно [14] мы использовали условие

$$\Delta(1/P) = \Delta\varphi/\Delta t = 0,1/\Delta t,$$

где Δt — наибольшая разность моментов наблюдений данной звезды, включенных в программу вычислений.

Фаза φ служила характеристикой для разделения исходного ряда значений Δm_i на l групп. Например, при наиболее часто нами использованном $l = 5$ в первую группу входили значения Δm_i , для которых $0 \leq \varphi < 0,2$, во вторую — те значения Δm_i , для которых $0,2 \leq \varphi < 0,4$ и т. д. Для каждой группы были вычислены значения средней разности звездных величин и соответствующие им суммы квадратов отклонений:

$$\overline{\Delta m_l} = \frac{1}{N_l} \sum_{i=1}^{N_l} \Delta m_i, \quad V_l^2 = \sum_{i=1}^{N_l} \Delta m_i^2 - N_l \overline{\Delta m_l}^2,$$

где N_l — число наблюдений, вошедших в одну группу.

Выходными данными были испытываемые значения периода P и соответствующие им суммы величин V_l^2 для всех l групп.

Поиск периодичности в изменениях блеска переменной звезды с помощью метода Юркевича состоит в исследовании изменений суммы величин V_l^2 в зависимости от испытываемого периода P . Эта сумма должна быть минимальной при значении P , равном истинному периоду изменений блеска. Однако она может достигать минимумов вследствие ее статистических флуктуаций, а также тогда, когда значения P соответствуют кратным истинному периодам и сопряженным периодам, о которых мы далее скажем подробнее.

Значительную помощь при изучении колебаний суммы V_l^2 оказывает применение статистического критерия (критерия Фишера) [12], дающее возможность исключить флуктуации и выделить только те минимумы, которые вызваны наличием периодичности в изменениях блеска звезды. Кратные периоды довольно легко могут быть исключены путем построения соответствующих им кривых блеска. Таким образом, основную трудность представляет выявление и исключение сопряженных периодов.

Как известно, сопряженные периоды возникают вследствие повторяемости наблюдений переменной звезды через промежутки времени, равный суткам или кратной им величине. С математической точки зрения при точной повторяемости наблюдений через фиксированный интервал времени τ фазы, вычисленные как с истинным периодом P , так и с периодами

P_x , удовлетворяющими выражению (см., например, [13])

$$1/P_x = 1/P \pm n/\tau,$$

где n — целое число, совпадают. Поэтому P_x называют периодами, сопряженными истинному. Величина n — это число эпох (например, главных минимумов блеска), попадающих в интервал τ .

Интервалы времени, разделяющие наблюдения переменной звезды, обычно бывают близки к сидерическим суткам, так как большинство звезд невозможно наблюдать на больших удалениях от меридиана. Поэтому приведенное выше выражение следует изменить следующим образом:

$$1/P_x = 1/P \pm n/k\tau,$$

где k — целое число сидерических суток и τ — их продолжительность, выраженная в единицах средних солнечных суток. Поскольку как n , так и k могут принимать значения 1, 2, 3 ..., то n/k может быть как целой, так и дробной величиной. Но чаще всего бывает, что $n = k = 1$, и для сопряженных периодов тогда справедливы следующие выражения:

$$1/P_1 = 1/P + 1,0027\dots, \quad 1/P_2 = 1/P - 1,0027\dots$$

где 1,0027... — множитель, переводящий средние солнечные сутки в сидерические.

Наиболее эффективный метод выявления сопряженных периодов разработан Таннером [13]. Этот метод основан на использовании отличий реальных моментов наблюдений звезды от некоторого фиксированного момента сидерических суток. Так же как в [13], мы выразим это отклонение в долях суток и обозначим его через α . Нетрудно понять, что при не совсем точной повторяемости наблюдений через целое число сидерических суток между фазами истинного и сопряженных периодов возникают различия, причем тем большие, чем больше величины α . Согласно [13], в случае $n = k = 1$ фазовые сдвиги $\Delta\phi$ и величины α связаны следующими соотношениями:

$$\Delta\phi_{PP_1} = +\alpha, \quad \Delta\phi_{PP_2} = -\alpha,$$

где символы PP_1 и PP_2 указывают, что разности определены между фазами истинного периода P , с одной стороны, и фазами сопряженных периодов P_1 и P_2 — с другой.

Допустим, что после выявления всех возможных периодов изменения блеска переменной звезды и исключения из их числа кратных периодов мы имеем несколько наиболее вероятных периодов и должны выяснить, какой из них истинный. Как показывает предыдущее рассмотрение, для этого можно использовать следующие два соображения. Во-первых, найденные периоды должны соответствовать приведенным выше соотношениям между истинным и сопряженными периодами. Во-вторых, фазовые диаграммы, построенные с сопряженными периодами, должны иметь больший разброс точек. Необходимость того, чтобы первое из этих соображений было подкреплено вторым, возникает (насколько видно из нашего опыта), когда вследствие ошибки и малого числа наблюдений нет достаточной уверенности в реальности обнаруженных периодов.

Таннером [13] предложен следующий порядок сопоставления фазовых диаграмм для того случая, когда, по предположению, фазовые диаграммы построены для периодов P , P_1 и P_2 , т. е. для случая $n = k = 1$: 1) построение средней кривой по точкам той диаграммы, которая обладает наименьшим рассеянием индивидуальных наблюдений; 2) определение сдвигов $\Delta\phi$ точек на одной из других диаграмм относительно уже полученной средней кривой; 3) построение графика зависимости между $\Delta\phi$ и соответствующим им α . Если этот график действительно показывает существование линейной корреляции между $\Delta\phi$ и α , причем знак корреляции соответствует ожидаемому соотношению между $\Delta\phi$ и α , то можно считать,

что период, с которым была построена средняя кривая, — истинный. Очевидно, что проводимая таким образом проверка истинного периода эффективна, если a по знаку как положительны, так и отрицательны и значительны по своей величине.

Здесь необходимо сделать замечание насчет переменных звезд с периодом, превышающим один день. Приведенное выражение для сопряженных периодов в случае $n = k = 1$ дает для a отрицательные значения при $P > 1$. Очевидно, этому значению соответствует точно такое же положительное значение периода, но с «зеркально отраженной» кривой блеска. Поэтому положения точек на фазовой диаграмме, построенной с положительным периодом, соответствующим отрицательному периоду P_2 , следует сравнивать со средней кривой, построенной в обратном направлении. Если это сделано, то приведенное ранее соотношение между фазовыми сдвигами и величинами следует брать с противоположным знаком:

$$\Delta\varphi_{PP_2} = +a.$$

Отметим также, что соотношение между истинным и сопряженными периодами, полученными из наблюдений, конечно, не всегда соответствует случаю $n = k = 1$. Однако соотношения, связывающие $\Delta\varphi$ и a при n/k , равных 2, 3 ... или 1/2, 1/3..., получить нетрудно, и поэтому мы не будем их здесь рассматривать.

Кроме того, нужно сказать, что предыдущие рассуждения основаны на предположении о постоянстве периода изменений блеска. Однако мы должны иметь в виду, что разброс точек на фазовой диаграмме, построенной с каким-либо испытываемым значением периода, может быть вызван также изменениями периода. Чтобы уменьшить этого рода рассеяние, нужно сосредоточить наблюдения на сравнительно небольшом интервале времени, а если это невозможно, то следует специально изучить изменение периода и учесть их при построении фазовых диаграмм.

Как известно, систематическое изменение периода можно обнаружить путем представления наблюдаемых моментов минимума блеска квадратичной зависимостью. Допустим, что период в начале наблюдений равен P_0 и в течение каждого следующего цикла происходит его изменение на величину a , так что

$$P = P_0 + aE,$$

где E — число протекающих циклов.

Обозначим через t_i наблюдаемые моменты минимумов и через t_0 — момент начального минимума. Тогда

$$t_i - t_0 = P_0E + \frac{E(E+1)}{2}a.$$

Подставляя в это уравнение наблюдаемые разности $(t_i - t_0)$ и решая полученную таким образом систему условных уравнений способом наименьших квадратов, можно определить значения P_0 и a .

Изложенные соображения были использованы нами при проведении исследования периодичности изменений блеска звезды. Результаты определения периодов и их изменений приведены далее наряду с другими результатами отдельно для каждой из звезд. Для четырех из них значения периодов были опубликованы в [4, 5]. Однако, насколько известно, никто еще не изучал звезды типа BY Dra для выявления сопряженных периодов. Поэтому мы как для известных звезд этого типа, так и для впервые рассматриваемых с этой точки зрения YZ CMi и BD — 10°4662 произвели испытания в довольно больших интервалах значений периода — примерно от половины дня до нескольких дней.

3. Результаты изучения периодических изменений блеска

VY Dra. В [4] по наблюдениям 1965—1971 гг. мы нашли, что изменения блеска **VY Dra** имеют сложный характер. Все три параметра ее световой кривой — амплитуда, средний блеск и период — непостоянны. Рассмотрение наблюдений **VY Dra** 1971—1973 гг. подтверждает эти заключения.

На рис. 2 представлены кривые блеска **VY Dra**, построенные для 12 интервалов времени, на которые были разделены наблюдения 1971—1973 гг. По оси абсцисс отложены фазы, выраженные в долях периода, а по оси ординат — разности звездных величин **VY Dra** и звезды сравнения b . Кривые блеска этой и других звезд для простоты нами изображены в виде синусоид, наилучшим образом представляющих наблюдения. Как видно из рис. 2, в течение первых 11 интервалов амплитуда изменения блеска **VY Dra** в синих лучах практически постоянна и равна $0^m,07$, а в последнем интервале времени она почти равна нулю.

Изменения среднего блеска **VY Dra** показаны на рис. 3. Точки на рис. 3 представляют собой значения среднего блеска, снятые с графиков рис. 2. Наши наблюдения 1971—1973 гг., таким образом, свидетельствуют, что изменение среднего блеска **VY Dra** может быть вполне заметным даже за 1—2 месяца.

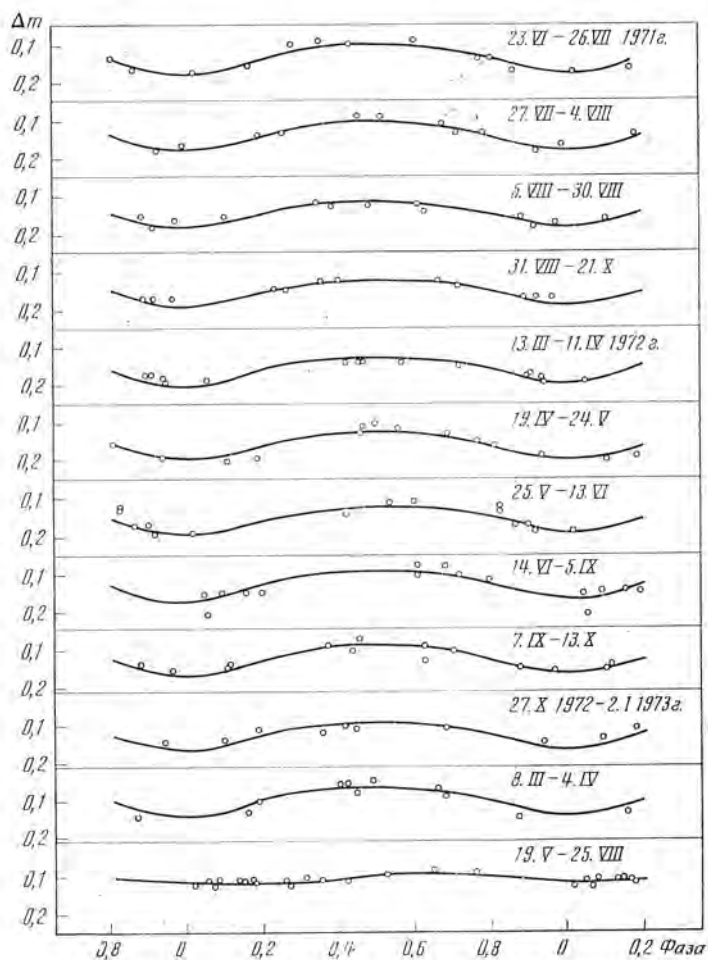


Рис. 2. Кривые блеска **VY Dra**

Следует отметить, что приведенные на рис. 2 кривые блеска ВУ Дра были нами построены с учетом изменений периода со временем, так как мы нашли, что совершенно невозможно получить удовлетворительное представление наблюдений за 1971—1973 гг. в предположении постоянства периода. Напротив, предположение о равномерном возрастании периода со временем дает, как мы увидим дальше, удовлетворительные результаты. Мы, однако, не смогли заранее выявить все возможные периоды ВУ Дра и решить вопрос о ее сопряженных периодах, так как нашли, что применение метода Юркевича к наблюдениям ВУ Дра 1971—1973 гг.



Рис. 3. Изменение среднего блеска ВУ Дра

почти невозможно из-за сильных изменений ее амплитуды, среднего блеска и периода. Поэтому мы сначала нашли значения начального периода P_0 и величины изменения периода за один цикл a , предполагая, что значения истинного периода лежат вблизи $3^{\text{д}}$, а затем рассмотрели вопрос о сопряженных периодах. При этом мы использовали два последовательных приближения.

Первое приближение было получено по десяти наблюдаемым моментам минимумов блеска. Его нельзя считать точным, поскольку обычно мы наблюдали звезду не чаще, чем раз в сутки, и поэтому различие между истинным моментом минимума и полученным непосредственно из наблюдений может достигать $\pm 0^{\text{д}}$. Второе приближение основано на более точных моментах минимумов, которые были определены по кривым блеска, построенным для ряда последовательных интервалов времени. Интервалы времени были те же, что и указанные на рис. 2, за исключением последнего. При построении кривых блеска были использованы значения P_0 и a первого приближения. Для каждого интервала времени построена фазовая диаграмма, на которую нанесены наблюдения за этот интервал и средняя кривая блеска, смещенная по оси ординат таким образом, чтобы она лучше всего представляла наблюдения. За исключением небольших сдвигов по оси абсцисс, эти диаграммы выглядели так же, как и представленные на рис. 2. Моменты, соответствующие фазе минимума средней кривой блеска, мы считали моментами минимумов второго приближения. Они приведены в первом столбце табл. 5.

Таблица 5

Минимум, J. D.	E	$O-C$, дни	Минимум, J. D.	E	$O-C$, дни
2441...			2441...		
127,228	0	0,000	467,842	89	+0,052
161,591	9	+0,029	483,161	93	+0,010
176,632	13	-0,196	579,433	118	+0,173
245,336	31	-0,252	683,459	145	+0,195
394,747	70	-0,144	757,938	167	-0,228
440,970	82	+0,050			

По этим данным мы получили способом наименьших квадратов следующее решение для моментов минимумов:

$$J. D. \min = 2441127,228 + 3,813378E + 0,0002925158 \frac{E(E+1)}{2}, \\ \pm 0,00195 \quad \pm 0,0000292$$

Из этого решения следует, что изменение периода ВУ Dra для наблюдений 1971—1973 гг. можно представить выражением

$$P = P_0 + aE = 3,813 + 0,00029E.$$

Далее, считая период, удовлетворяющий приведенному решению, истинным, мы нашли для него сопряженный период, соответствующий повторяемости наблюдений звезды через сутки, а затем, согласно методу Таннера, сравнили фазовые диаграммы, построенные для того и другого периодов, и сопоставили величины $\Delta\phi$ с величинами α .

Фазовые диаграммы построены только для совокупности наблюдений 1971 и 1972 гг., и эти наблюдения были редуцированы таким образом, чтобы по возможности уменьшить влияние изменений среднего блеска ВУ Dra. Отличие от метода Таннера состояло в том, что мы вычисляли фазы для переменных периодов. Для периода P , рассматриваемого как истинный, последовательность значений была $P_0, P_0 + a, P_0 + 2a, \dots$, а для его сопряженного — последовательность, вычисленная по этим значениям P из соотношения

$$1/P_1 = 1/P + 1,0027\dots$$

В результате было найдено, что значения коэффициентов корреляции между $\Delta\phi$ и α равны $+0,72$ для периода P_1 и $-0,12$ для периода P . Таким образом, предположение о том, что значения периода вблизи $3^d,8$ соответствуют истинному, а не сопряженному периоду, по-видимому, правильное.

Глизе 517. Кроме приведенных в табл. 3 наблюдений этой звезды 1972 и 1973 гг., в нашем распоряжении были наблюдения ее, полученные Торресом в 1971 г.

Для наблюдений Глизе 517 1972 г. были проведены вычисления по методу Юркевича в интервале периодов от 1 до 9 дней. Построенный по ним график суммы V_i^2 дает возможные значения периода 1,3; 3,95; 4,53 и 7,95, причем значение 3,95 — наиболее вероятное. Если считать $P = 3^d,95$ истинным периодом, то 7,95 близко к его удвоенному значению, а значения 1,3 и 4,53 довольно точно удовлетворяют соотношениям для сопряженных периодов, в которых k равно 1 и 30 (суткам): $1/1,3 \approx \approx -(1/P - 1)$ и $1/4,53 \approx 1/P - 1/30$. Отметим, что на графике суммы V_i^2 заметен неглубокий минимум для периода $3^d,52$, который тоже можно рассматривать как сопряженный, так как $1/3,52 \approx 1/P + 1/30$. Появление сопряженных периодов, соответствующих $k = 30$, не удивительно, поскольку наши наблюдения Глизе 517 в основном сосредоточены вблизи новолуний.

Установив период, который можно считать истинным, мы, однако, затем нашли, что наблюдения Глизе 517 всех трех сезонов совершенно невозможно представить единым значением периода. Поэтому, как и для ВУ Dra, мы искали элементы, дающие удовлетворительное представление наблюдений этой звезды, путем последовательных приближений. Поскольку продолжительность наблюдений звезды составляла лишь около 3 месяцев в каждом году, то мы определили сначала наиболее вероятные значения периодов для каждого года, а затем объединили их с помощью следующих элементов:

$$J. D. \min = 2441129,585 + 3,913989E + 0,0003606689 \frac{E(E+1)}{2}.$$

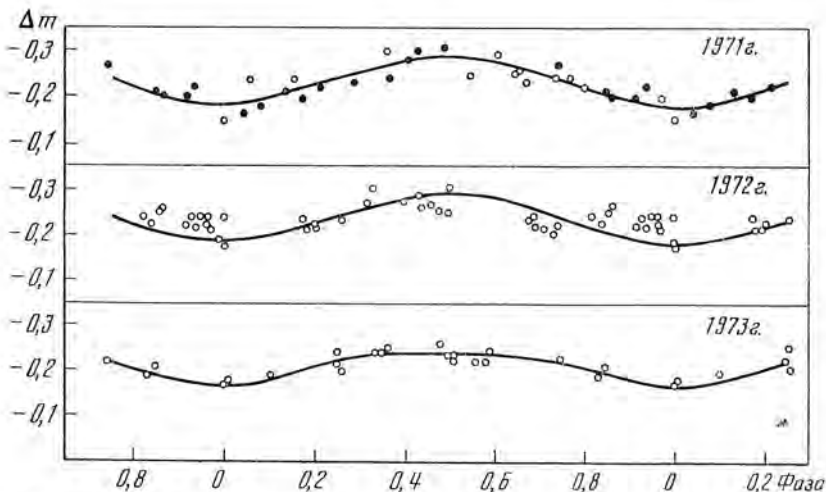


Рис. 4. Кривые блеска Глизе 517

Верхняя кривая построена по наблюдениям Торреса и Мелло с фильтрами *B* (темные кружки) и *G* (светлые кружки). Нуль-пункт разностей величин с фильтром *G* изменен на $-0^m,42$ для того, чтобы совместить их с разностями величин с фильтром *B*.

Отметим, что найденная величина изменения периода Глизе 517 за один цикл примерно такая же, как и для *VY Dra* (так же, впрочем, как и сам период).

Полученные на основе этих элементов кривые блеска Глизе 517 приведены на рис. 4. По оси ординат отложены разности звездных величин Глизе 517 и звезды сравнения *b*. Как видно из рис. 4, изменений среднего блеска Глизе 517, по-видимому, не происходило.

Для подтверждения того, что истинный период Глизе 517 составляет около $3^d,95$, мы провели сравнение фазовых диаграмм по методу Таннера для периодов $1^d,3$ и $3^d,95$. Порядок вычислений фаз был аналогичный тому, что и для *VY Dra*, т. е. мы считали оба периода переменными. В результате было найдено, что коэффициенты корреляции между $\Delta\phi$ и *a* составляют $+0,81$ для периодов, близких к $1^d,3$, и $+0,15$ для периодов, близких к $3^d,95$. Эти значения свидетельствуют в пользу истинности периода $3^d,95$. Сравнение фазовых диаграмм для периодов, близких к $4^d,53$ и $3^d,95$, мы не производили, так как оно было бы довольно сложным: различия в фазе должны быть только для наблюдений, далеких от новолуния, а для близких к новолунию $\Delta\phi = a/30$, т. е. очень малы.

YZ CMi. Мы наблюдали эту звезду в начале 1972 и в конце 1972 — начале 1973 гг. Вычисления по методу Юркевича были проведены для

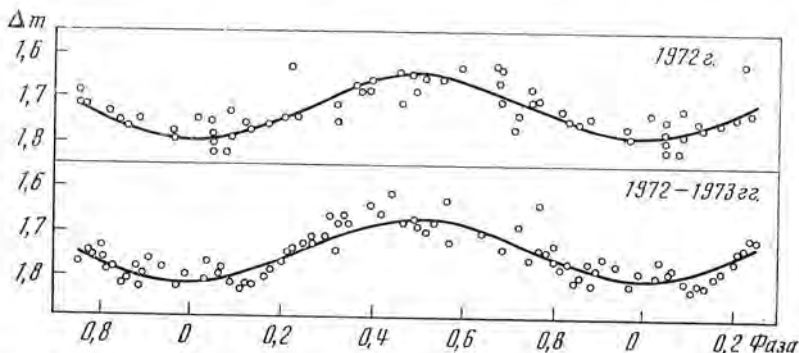


Рис. 5. Кривые блеска *YZ CMi*

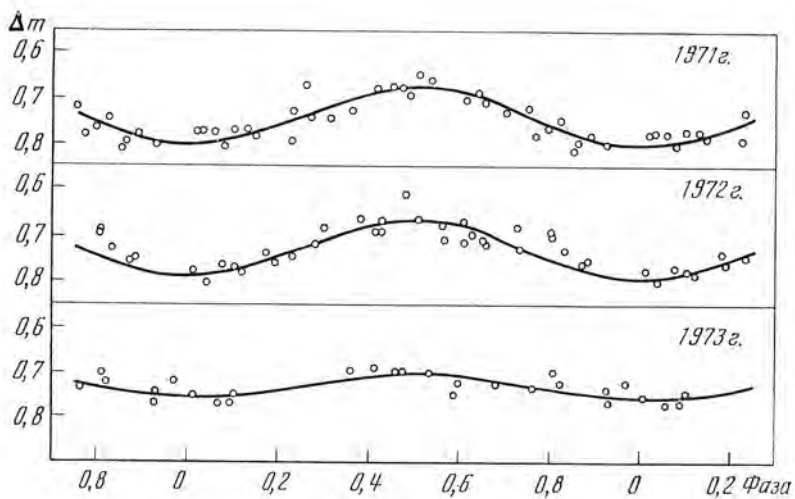


Рис. 6. Кривые блеска GT Peg

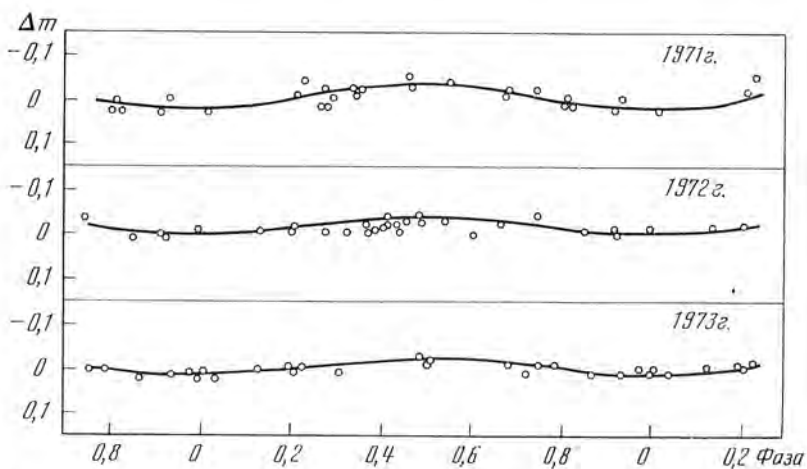


Рис. 7. Кривые блеска FF And

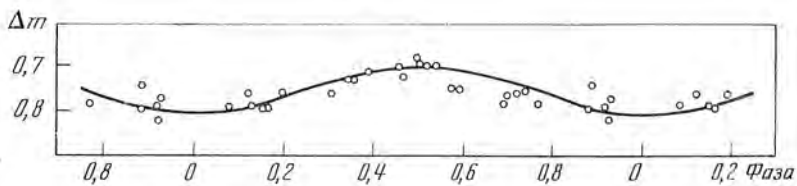


Рис. 8. Кривая блеска BD — 10°4662

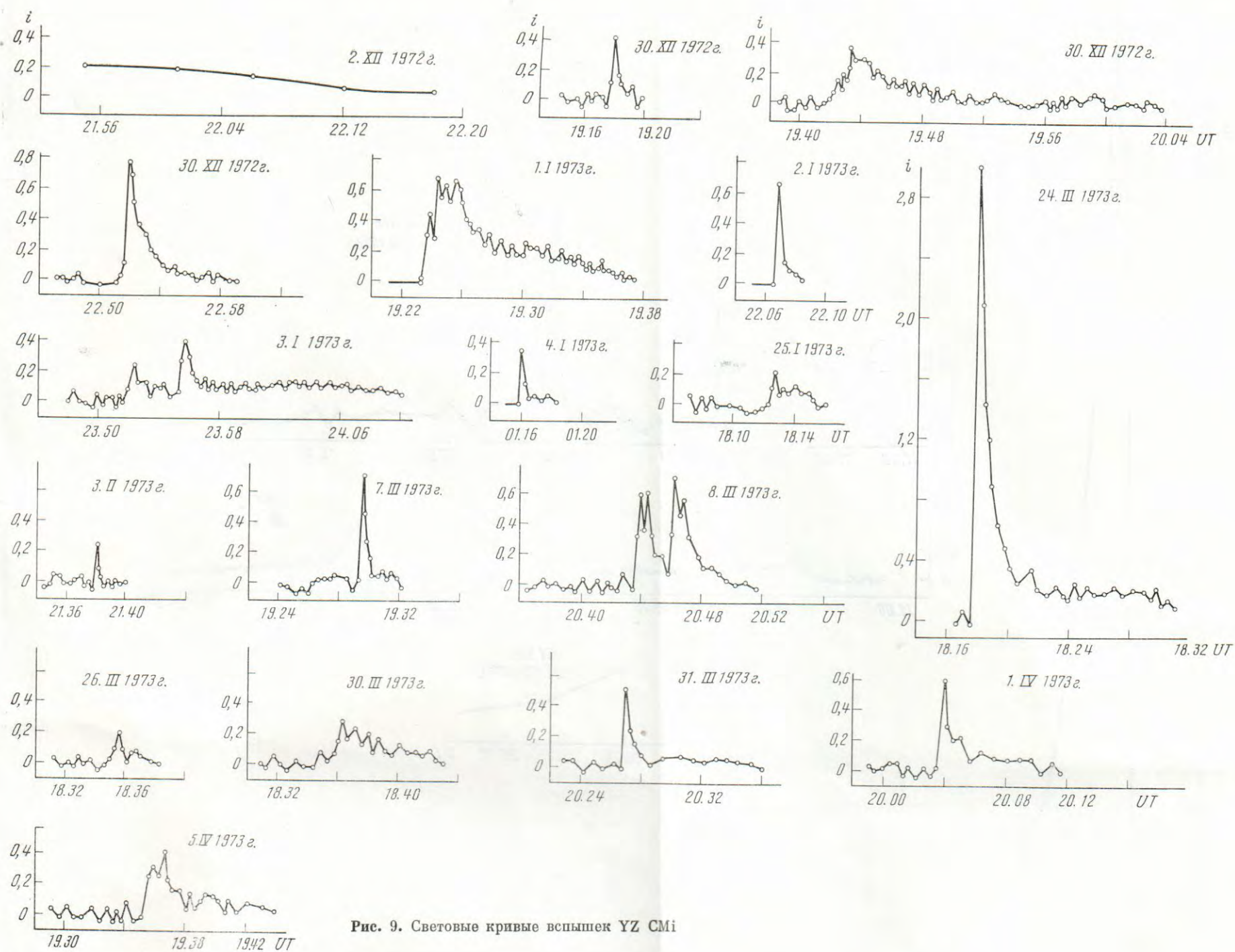


Рис. 9. Световые кривые вспышек YZ CMi

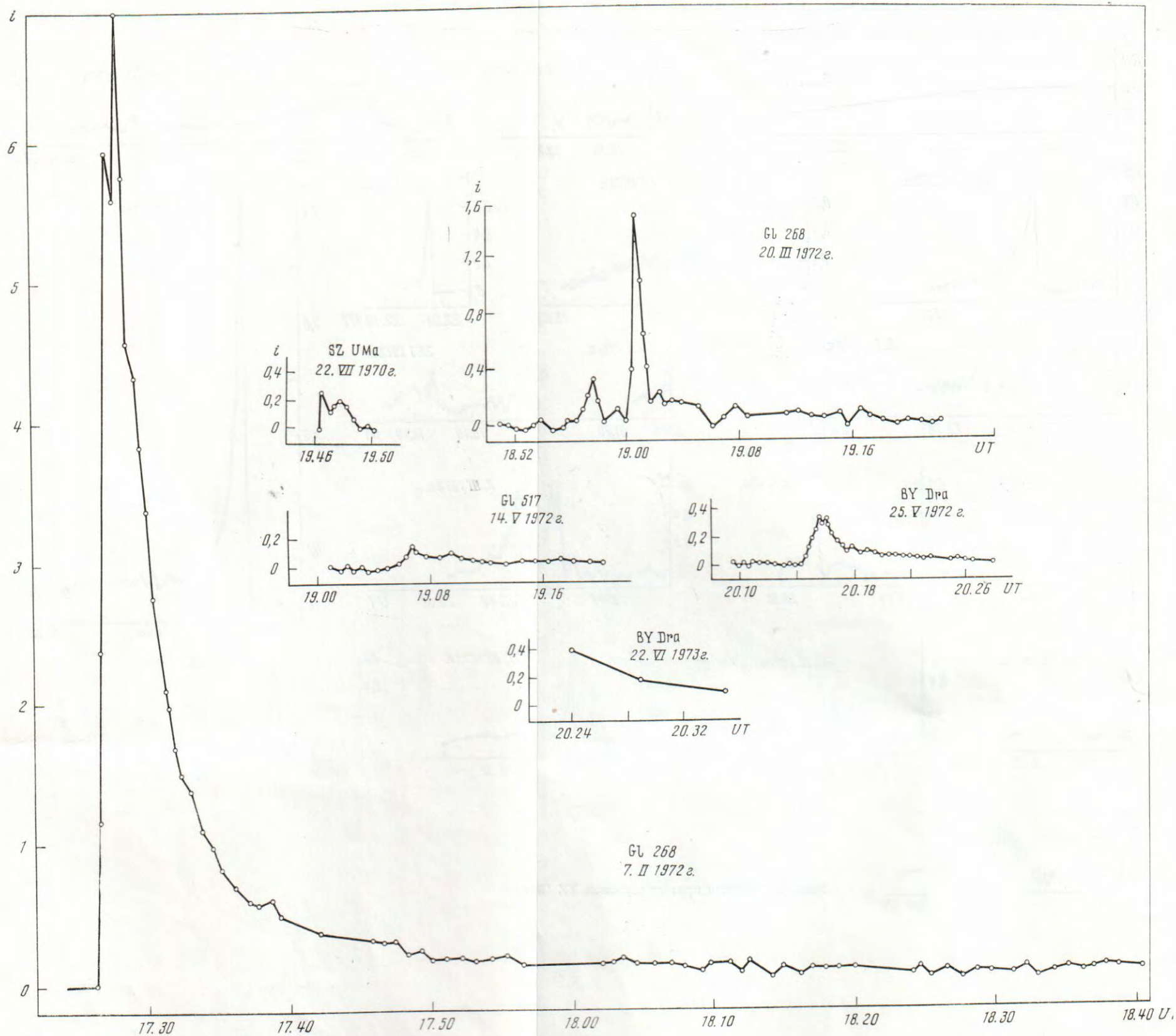


Рис. 10. Световые кривые вспышек Глизе 268, SZ UMa, Глизе 517 и BY Дра

обоих сезонов, но для сезона 1972—1973 гг. они выполнены подробнее, поскольку наблюдения звезды во втором сезоне были более интенсивны. Это дало возможность выявить все возможные периоды в интервале от 0,5 до 5 дней. В результате найдено, что наиболее вероятное значение периода P равно 2^q78 , а остальные значения почти точно удовлетворяют выражениям $1/P \pm 1$ и $1/P \pm 1/30$, т. е. их следует считать значениями сопряженных периодов. Кроме того, заметны различия между сезонами в значениях периодов. Наиболее вероятный период равен 2^q781 в сезон 1972 г. и 2^q775 в сезон 1972—1973 гг., причем это различие, по-видимому, реальное. Поэтому мы вывели из наших наблюдений элементы с переменным периодом

$$J. D_{\min} = 2441355,178 + 2,780964E - 0,00003919514 \frac{E(E+1)}{2}.$$

Полученная таким образом величина изменения периода YZ CMi за один цикл примерно на порядок меньше, чем приведенные выше для BY Dra и Глизе 517, и противоположна им по знаку.

Найденные с помощью этих элементов кривые блеска приведены на рис. 5. По оси ординат отложены разности звездных величин YZ CMi и звезды сравнения a . Как видно из рис. 5, средний блеск YZ CMi в оба сезона приблизительно на одном и том же уровне.

Аналогично тому, как мы это делали для BY Dra и Глизе 517, было проведено сравнение фазовых диаграмм для периодов, близких к $P_1 = 0,72$ и $P = 2,78$. Коэффициент корреляции между $\Delta\phi$ и α для периода P_1 равен $+0,72$, а для периода P он равен $+0,08$. Это подтверждает истинность периода P , близкого к 2^q78 .

GT Peg. По-видимому, изменения периода этой звезды в 1971—1972 гг. если и происходили, то были невелики. Это дало возможность провести вычисления по методу Юркевича по всему массиву наших наблюдений обоих лет. Вычисления охватывали интервал периодов от 0,5 до 6 дней и были самыми длительными (около 50 час машинного времени). Они дали три вероятных периода: 0,6205; 1,6410 и 2,5410 дня, причем второй из них — наиболее вероятный. Заметны минимумы суммы V_i^2 также для удвоенных значений этих периодов. Остальные многочисленные неглубокие минимумы были исключены из рассмотрения с помощью упомянутого статистического критерия.

Названные значения почти точно удовлетворяют соотношениям между истинными и сопряженными периодами при $k = \pm 1$ (здесь интересно отметить, что при использовании двухлетнего массива сопряженные периоды, соответствующие $k = \pm 30$, почти не ощущимы). Кроме того, в пользу истинности периода 1^q6410 свидетельствуют значения коэффициентов корреляции между $\Delta\phi$ и α , полученные по методу Таннера. Они равны $+0,72$ для периода 0,6203 (более точное значение сопряженного периода P_1) и $-0,03$ для периода 1,6410. Таким образом, были получены следующие элементы:

$$J. D_{\min} = 2441388,783 + 1,6410E.$$

Нужно отметить, что в [4] для периода GT Peg ошибочно было принято значение 2^q55 , близкое к сопряженному периоду P_2 .

Наблюдения GT Peg, выполненные нами в 1973 г., не показывают существенного отклонения от элементов, основанных на наблюдениях 1971—1972 гг. Это позволяет считать GT Peg единственной звездой типа BY Dra, не показывающей изменений периода на протяжении трехлетнего интервала времени.

Кривые блеска GT Peg показаны на рис. 6. По оси ординат отложены разности звездных величин GT Peg и звезды сравнения a . Из кривых блеска можно заключить, что средний блеск GT Peg в период наших

наблюдений не испытывал больших изменений. Амплитуда изменений блеска в синих лучах в 1971 и 1972 гг. была около 0^m12 , а в 1973 г. — около 0^m05 .

FF And. По наблюдениям Кшеминского [3] в 1966 и 1967 гг. изменения блеска этой звезды в лучах *B* и *V* имели амплитуду 0^m06 и период 2^d17 . Наши наблюдения FF And дают амплитуду в синих лучах в 1971 г. около 0^m05 , а в 1972 и 1973 гг. — около 0^m03 , т. е. довольно близкую к ошибкам наблюдений σ . Наиболее вероятные значения периода, полученные из наших наблюдений по методу Юркевича, независимо для каждого из трех сезонов наблюдений равны 2,14; 2,15 и 2^d19 для 1971, 1972 и 1973 гг. соответственно. Следует отметить, что точность наших определений периода для этой звезды меньше, чем для предыдущих (сотые доли дня могут быть ошибочны). Поэтому объединение наблюдений всех трех сезонов с помощью элементов, содержащих переменный период, нами не проводилось, так как оно могло быть нереальным. Кривые блеска, построенные для указанных значений периода и произвольно смещенные по оси абсцисс, показаны на рис. 7. По оси ординат отложены разности звездных величин FF And и звезды сравнения *b*. Из них можно заключить, что заметных изменений среднего блеска звезды за время наших наблюдений не происходило.

BD — $10^{\circ}4662$. Мы измеряли суммарный блеск обеих компонент этой, согласно Хербигу [15], визуально-двойной звезды. В отличие от других звезд, все наши наблюдения выполнены с желтым фильтром *V*. Продолжительность наблюдений была ограничена приблизительно двумя месяцами в 1973 г.

Наши наблюдения указывают на наличие периодичности в изменениях блеска этой звезды, которая может быть представлена следующими элементами:

$$J. D_{\min} = 2441939,200 + 5,20E.$$

Кривая блеска представлена на рис. 8. По оси ординат отложены разности звездных величин BD — $10^{\circ}4662$ и звезды сравнения *a*.

4. Вспышечная активность

Для некоторых звезд, входящих в программу наблюдений, мы производили также фотоэлектрическую регистрацию блеска в синем фильтре *B'* для исследования их вспышечной активности. Общее время регистрации в 1972—1973 гг. следующим образом распределено по отдельным звездам:

Звезда (номер по Глизе, BD или обозначение по ОКПЗ)	FF And	Глизе 517	YZ CMi	BD — $10^{\circ}4662$	BY Dra	GT Peg
Часы	43,4	40,0	123,8	11,4	50,3	69,3

Кроме того, мы рассматриваем здесь наши неопубликованные наблюдения в фильтре *B'* SZ UMa в 1970 г. в течение 28,9 час и Глизе 268 в 1971—1973 гг. в течение 22,3 час.

В табл. 6 для зарегистрированных нами вспышек этих звезд приведены: дата и всемирное время максимума вспышки, фаза, вычисленная согласно приведенным для данной звезды элементам, амплитуда вспышки, относительная средняя квадратичная ошибка определения невозмущенного блеска звезды и интегральная интенсивность вспышки. Амплитуда вспышки и ее интегральная интенсивность были вычислены с помощью следующих выражений:

$$i_{\max} = \frac{I_f(t_{\max}) - I_0}{I_0}, \quad P_B = \int \frac{I_f(t) - I_0}{I_0} dt,$$

где $I_f(t)$ и I_0 — потоки от звезды в синих лучах во время вспышки и в нормальном состоянии звезды.

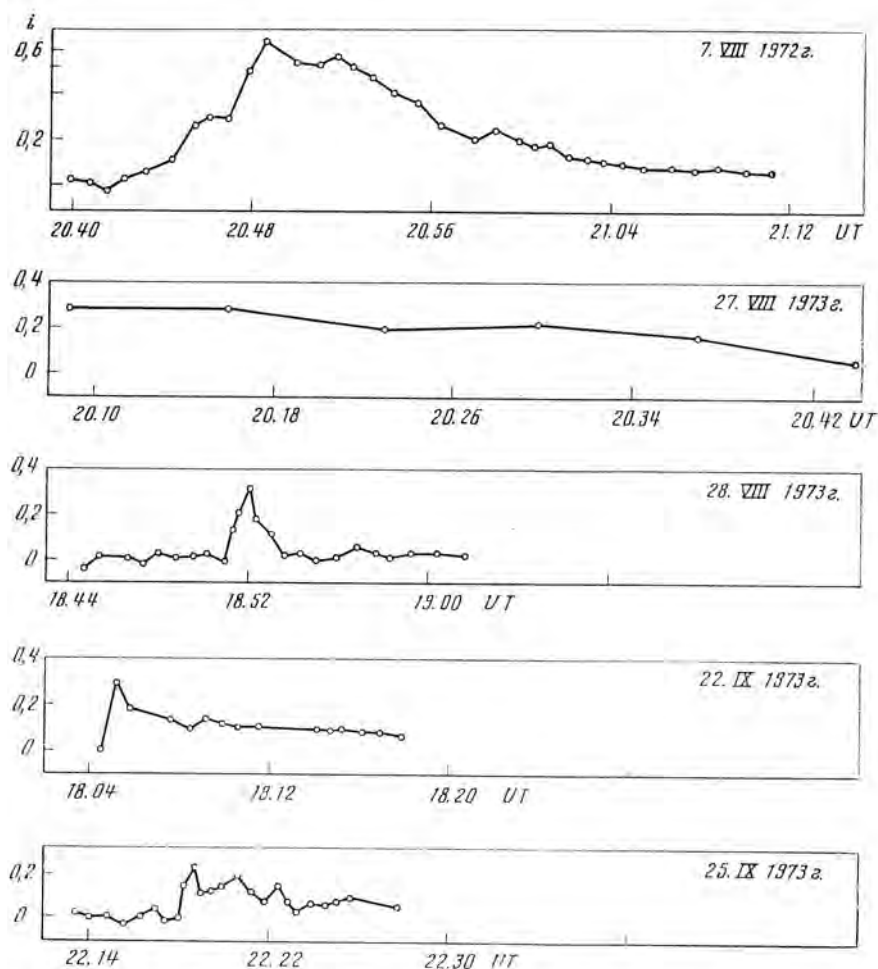


Рис. 11. Световые кривые вспышек GT Peg

Световые кривые вспышек YZ CMi в интервале времени с 14 по 24 января 1972 г. приведены в [46]. Для остальных вспышек, входящих в табл. 6, световые кривые даны на рис. 9—11.

По оси абсцисс отложено всемирное время, а по оси ординат — величина

$$i = (I_1(t) - I_0)/I_0.$$

Отметим, что у FF And и BD — 10°4662 нами не зарегистрировано ни одной вспышки.

Поскольку одной из наших задач было исследование возможной связи между вспышечной активностью и периодическими изменениями блеска, то мы собрали также данные о вспышках YZ CMi, полученные другими наблюдателями в 1972—1973 гг. [17—21], и вычислили фазы, соответствующие максимумам этих вспышек. Данные приведены в табл. 7. Наконец, укажем, что для наблюдаемых нами в 1971 г. [4] двух вспышек BY Dra вычисленные теперь фазы равны 0,05 и 0,94 и для одной вспышки GT Peg фаза равна 0,63.

Рассмотрение табл. 6, 7 позволяет сделать следующие выводы. Вспышки YZ CMi не обнаруживают предпочтения к каким-либо определенным фазам ее кривой блеска. То же самое можно, по-видимому, сказать о вспышках GT Peg. У BY Dra, возможно, вспышки возникают преимущественно

Таблица 6

Звезда	Дата	UT_{\max}	Фаза	i_{\max}	σ/I_0	P_B , мин	
Глизе 268	7.II 1972 г.	17 ^h 28 ^m 2	—	6,92	0,035	34,2	
	20.III 1973 г.	18 57,6	—	0,33	0,034	0,43	
		19 00,6	—	1,50	0,034	3,1	
YZ CMi	14.I 1972 г.	18 54,8	0,41	0,58	0,048	0,85	
		21 29,4	0,45	0,46	0,034	1,60	
		23 32,6	0,48	0,21	0,030	0,76	
		23 43,0	0,48	0,66	0,030	2,60	
		00 55,8	0,50	1,15	0,034	14,2	
	15.I	17 34,6	0,47	0,32	0,059	0,05	
		18 03,2	0,48	2,36	0,049	5,61	
	22.I	20 14,6	0,51	2,22	0,029	5,35	
		21 28,2	0,53	0,36	0,024	0,69	
		22 16,0	0,54	0,27	0,018	1,27	
		23 00,5	0,55	0,23	0,037	0,42	
		18 59,4	0,29	0,69	0,035	1,14	
		20 03,5	0,31	0,42	0,021	2,28	
		21 25,7	0,33	5,64	0,027	29,5	
		23 00,0	0,35	8,17	0,030	10,8	
		21 03,8	0,68	0,55	0,037	0,20	
		00 21,5	0,73	0,59	0,030	0,17	
	23.I	21 55	0,69	>0,22	0,035	>3,0	
	24.I	19 17,9	0,73	0,42	0,035	0,22	
	2.XII	19 43,3	0,74	0,40	0,039	1,84	
		22 51,9	0,78	0,79	0,030	0,85	
	30.XII	19 24,3	0,45	0,68	0,033	3,04	
	1.I 1973 г.	22 06,9	0,85	0,66	0,035	0,3	
		23 52,3	0,24	0,24	0,036	0,19	
		23 55,7	0,24	0,39	0,036	1,02	
		3.I 1973 г.	01 15,9	0,26	0,35	0,047	0,15
		4.I	18 12,7	0,08	0,22	0,046	0,23
		25.I	21 38,0	0,37	0,24	0,031	0,07
		3.II	19 29,5	0,87	0,72	0,046	0,39
		7.III	20 44,1	0,25	0,60	0,042	0,67
		8.III	20 46,3	0,25	0,71	0,042	1,06
		24.III	18 18,0	0,98	3,00	0,024	5,06
		26.III	18 35,5	0,70	0,20	0,029	0,18
30.III		18 36,3	0,14	0,28	0,043	0,68	
34.III	20 27,0	0,53	0,50	0,040	0,52		
1.IV	20 04,1	0,89	0,59	0,043	0,80		
	49 36,5	0,32	0,41	0,040	0,82		
	19 46,5	—	0,26	0,020	0,40		
SZ UMa	22.VII 1970 г.	19 06,7	0,19	0,15	0,017	0,75	
Глизе 517	14.V 1972 г.	20 15,6	0,84	0,33	0,009	1,11	
BY Dra	25.V	20 24	0,81	>0,40	0,010	>2,8	
GT Peg	22.VI 1973 г.	20 48,6	0,54	0,63	0,039	7,03	
	7.VIII 1972 г.	20 09	0,14	>0,29	0,030	>6,3	
	27.VIII 1973 г.	21 52,1	0,79	0,31	0,023	0,25	
	28.VIII	18 05,3	0,93	0,29	0,025	1,48	
	22.IX	23 18,7	0,87	0,22	0,021	0,81	

Таблица 7

Дата	UT_{\max}	Фаза	i_{\max}	σ/I_0	$P_B, \text{ мин}$
16.I 1972 г.	12 09,3	0,03	1,96	0,04	2,3
	12 55,9	0,04	0,23	0,04	0,2
	16 07,8	0,04	0,14	0,04	0,1
17.I	14 36,9	0,43	1,42	0,05	8,4
	16 36,0	0,46	0,16	0,05	0,1
	16 58,7	0,46	0,16	0,05	0,2
18.I	15 51,2	0,80	0,40	0,04	0,1
	23 26,5	0,92	0,41	0,031	0,15
	23 27,5	0,92	0,19	0,031	0,08
20.I	12 54,9	0,48	0,22	0,05	0,5
	14 51,7	0,51	0,80	0,05	0,7
	15 38,6	0,52	0,97	0,05	1,6
	16 23,1	0,53	0,29	0,05	0,5
	23 57,7	0,64	0,36	0,061	0,11
	23 58,5	0,64	0,39	0,061	0,21
	23 59,7	0,65	1,10	0,061	0,21
21.I	00 01,1	0,65	0,20	0,061	0,05
	16 24,7	0,89	0,21	0,03	0,3
22.I	14 00,6	0,22	0,21	0,06	0,7
16.III	17 41,9	0,69	0,61	0,006	0,67
6.XI	20 33,8	0,30	1,98	0,027	1,41
4.XII	18 14,5	0,36	1,75	0,060	0,66
11.XII	20 30,9	0,95	1,90	0,017	2,49
12.II1973 г.	02 45,9	0,17	0,49	0,023	0,15

вблизи минимумов ее блеска. Поскольку влияние наблюдательной селекции должно быть тем меньше, чем больше число зарегистрированных вспышек, то вывод в отношении YZ CMi следует считать наиболее достоверным (61 вспышка), а в отношении BY Dra — наименее (две вспышки в 1971 г., одна в 1972 г. и одна в 1973 г.).

5. Обсуждение результатов

Результаты настоящего фотоэлектрического изучения красных карликовых звезд можно суммировать следующим образом:

1. Обнаружены и исследованы периодические изменения блеска у двух звезд: YZ CMi и BD — 10°4662.

2. Изменения фотометрических периодов найдены у Глизе 517 и YZ CMi и подтверждены у BY Dra.

3. Подтвержден вывод о непостоянстве амплитуды изменений блеска и среднего блеска звезд типа BY Dra.

4. Получены свидетельства того, что вспышечная активность почти не зависит от фазы периодического изменения блеска звезды.

5. Вспышечная активность обнаружена у звезды Глизе 268 и подтверждена у SZ UMa.

В [4] нами уже было показано, что из различных объяснений переменности блеска звезд типа BY Dra наиболее приемлема гипотеза, согласно которой переменность вызвана осевым вращением звезды и наличием пятна на ее поверхности. Мы также отметили, что обнаруженная нами переменность фотометрического периода BY Dra, по-видимому, свидетельствует о таких перемещениях пятна, при которых происходит изменение угловой скорости его осевого вращения. Такое объяснение изменчивости фотометрического периода было впервые предложено Альбрехтом,

Майтценом и Ракошем [1] для Солнца. Наши дальнейшие наблюдения показывают, что изменения фотометрических периодов (а не случайные скачки фазы) следует считать общим свойством звезд типа $VY\ Dra$. Таким образом, эти результаты дают основание для более широкого представления о сходстве периодических изменений блеска звезд типа $VY\ Dra$ и Солнца в отношении их природы.

Важное значение имеют дальнейшие поиски у звезд типа $VY\ Dra$ циклов активности, подобных солнечному 11-летнему циклу. В [4] мы, используя аналогию с Солнцем, фотометрический период которого, согласно [1], зависит от фазы 11-летнего цикла, пришли к выводу, что $VY\ Dra$, возможно, имеет цикл активности продолжительностью около 8—9 лет. По нашим данным [4], период $VY\ Dra$ составлял 3^d84 в 1965—1966 гг., затем к 1970 г. он упал до 3^d78 и в 1971 г. начал возрастать. Теперь мы нашли, что с июля 1971 г. по апрель 1973 г. период этой звезды возрос с 3^d81 до 3^d86 . Поэтому если в 1974 г. будет найдено уменьшение периода, то наше предположение о существовании 8—9-летнего цикла изменения периода $VY\ Dra$ будет оправданно.

Изучение связи между вспышечной активностью и периодическими изменениями блеска звезд типа $VY\ Dra$ представляет интерес для выяснения физических процессов, вызывающих предполагаемую неравномерность распределения яркости на поверхности звезды, а также вопроса о периодичности в появлении вспышек. Установленная здесь независимость вспышечной активности от фазы периодического изменения блеска звезды указывает на отсутствие связи между расположением активных областей и распределением яркости на поверхности звезды. Из приведенных данных не заметно также какой-либо периодичности в появлении вспышек, хотя ранее (по другим наблюдениям) периодичность вспышек $YZ\ CMi$ была заподозрена рядом авторов [22—24]. Поскольку, однако, наш настоящий материал ограничен по времени и по числу зарегистрированных вспышек, то необходимо дальнейшее одновременное изучение вспышечной активности и периодических изменений блеска тех же самых звезд.

Особый интерес представляет наличие периодических изменений блеска у звезды $BD - 10^{\circ}4662$. Согласно исследованию, проведенному Хербигом [15], обе компоненты этой звезды имеют массы около двух масс Солнца, их возраст порядка $(1 \div 2) \cdot 10^5$ лет. Как свидетельства молодости Хербиг рассматривает наличие в спектрах обеих компонент сильной абсорбции $Li\ I\ \lambda 6707$ и связь с поглощающим пылевым облаком. Хербиг приводит доказательства, что обе компоненты $BD - 10^{\circ}4662$ лежат на 3—4^m выше главной последовательности. Таким образом, следует заключить, что среди звезд типа $VY\ Dra$ представлены не только красные карлики, но и звезды, совсем недавно прошедшие эволюционную стадию $T\ Tau$. В связи с этим отметим, что $YZ\ CMi$ — одна из изученных нами звезд, — согласно данным Эггена [25], лежит примерно на 0^m.7 выше главной последовательности красных карликов.

Вообще вряд ли можно считать, что периодические изменения блеска, определяющие отнесение звезды к типу $VY\ Dra$, присущи только звездам с четко ограниченными физическими характеристиками. На это указывает уже то, что некоторые из звезд типа $VY\ Dra$ — спектрально-двойные, а другие — одиночные. Обнаруженные нами новые представители этого типа $YZ\ CMi$ и $BD - 10^{\circ}4662$ не принадлежат к спектрально-двойным.

С другой стороны, недавно Холлом [26], Бланко и Каталано [27] и Хербстом [28] открыто несколько спектрально-двойных и одна затменно-двойная, очень похожих по характеру их периодических изменений блеска на те звезды, которые сейчас уже признаны переменными типа $VY\ Dra$. Все они показывают изменения фотометрических периодов, но отличие состоит в том, что их компоненты — гиганты и субгиганты спектральных классов $K0 - K2$. В их спектрах присутствует эмиссия линий H и K . Объяснение, данное Холлом [26] для одного из этих объектов,

а именно RS CVn, очень близко к гипотезе пятна, мигрирующего по широте, предложенной Альбрехтом и др. [1].

По-видимому, переменность типа VY Dra может возникнуть у одиночных звезд, недавно прошедших стадию T Tau, и у спектрально-двойных, обе компоненты которых принадлежат либо к карликовым, либо к гигантским звездам. Единственная характеристика, неизменно сопровождающая переменность типа VY Dra,— это эмиссионные линии Ca II, H и K, которые, вероятно, указывают на существование магнитных полей.

Наши данные, а также данные других авторов [3, 4, 7, 29] показывают, что многие карликовые звезды типа VY Dra испытывают вспышки, очень похожие на вспышки звезд типа UV Cet. Однако эти звезды типа VY Dra нельзя считать тождественными звездам типа UV Cet, так как у многих звезд типа UV Cet периодическая переменность блеска отсутствует. Поэтому особый тип переменности, обозначенный как VY в «Общем каталоге переменных звезд», следует сохранить и относить к этому типу как вновь обнаруженные переменные, обладающие основными чертами звезд типа VY Dra, так и те переменные, которые ранее были отнесены к типу UV Cet, но затем у них была обнаружена периодическая переменность блеска. Уже сейчас можно назвать одну такую звезду, а именно YZ CMi. С другой стороны, входившие в наше исследование известные вспыхивающие звезды V371 Ori и AD Leo и звезды, у которых нами и другими авторами [15, 30, 31] были обнаружены вспышки: SZ UMa, Глизе 268, 494 и 569,— следует считать переменными типа UV Cet.

В заключение выражаю благодарность д-ру К. А. О. Торресу за присланные им наблюдения Глизе 517, проф. Б. Ловеллу за обсуждение вопроса о периодичности вспышек, Т. Г. Буславской и Д. Н. Рачковскому за составление программы и проведение вычислений на ЭВМ.

Декабрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. Albrecht, H. M. Maitzen, K. D. Rakos. *Astron. and Astrophys.*, 1969, 3, 236.
2. Б. В. Кукаркин и др. Первое дополнение к третьему изданию общего каталога переменных звезд. М., «Наука», 1971.
3. W. Krzeminski. *Low Luminosity Stars*. Gordon and Breach, 1969, p. 57.
4. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 48, 3.
5. S. F. Mello, C. A. O. Torres. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1971, N 577.
6. C. A. O. Torres, S. F. Mello, G. R. Quast. *Astrophys. Letters*, 1971, 11, 13.
7. W. E. Kunkel. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1970, 82, 1341.
8. Circular Letter to the Members of the I. A. U. Commissions 27, 29, 33, 37, 40 and 42, 1973, Moscow.
9. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд. М., «Наука», 1969.
10. F. M. Stienon. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1971, N 545.
11. D. Hoffleit. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1972, N 724.
12. I. Jurkevich. *Astrophys. and Space Sci.*, 1971, 13, 154.
13. R. W. Tanner. *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, 1948, 42, 177.
14. П. Н. Холопов. Методы исследования переменных звезд. М., «Наука», 1971, стр. 310.
15. G. H. Herbig. *Astrophys. J.*, 1973, 182, 129.
16. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1972, N 632.
17. K. Osawa, K. Ichimura, Y. Shimizu et al. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1972, N 635.
18. V. S. Oskanian, J. V. Khatchatrian. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1972, N 684.
19. R. C. Kapoor, S. D. Sinhal. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1972, N 750.
20. R. C. Kapoor. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1973, N 758.
21. S. Cristaldi, M. Rodono. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1973, N 767.
22. A. D. Andrews. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1966, 78, 324.
23. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi et al. *Tokyo Astron. Bull. Ser. 2*, 1968, N 180.
24. P. F. Chugainov. *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*. Budapest, 1968, p. 127.
25. O. J. Eggen. *Astrophys. J. Suppl. Series*, 1968, 16, N 142.
26. D. S. Hall. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1972, 84, 323.
27. C. Blanco, S. Catalano. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1968, N 253.
28. W. Herbst. *Astron. and Astrophys.*, 1973, 26, 137.
29. S. Cristaldi, M. Rodono. *Astron. and Astrophys.*, 1971, 12, 152.
30. N. I. Shakhovskaya. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1969, N 361.
31. G. Astartidis, L. N. Mavridis. *Inform. Bull. Var. Stars*, 1972, N 712.

ТРЕХЦВЕТНЫЕ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
15 Vul и γ Cyg

Л. П. Метик

Трехцветные электрофотометрические наблюдения 15 Vul и γ Cyg проводились на 20-см рефлекторе КАО в фотометрической системе, близкой к *UBV*, в отдельные периоды с 3.VII по 10.IX 1971 г. Исследуемые звезды наблюдались с двумя звездами сравнения. Средняя квадратичная ошибка одного наблюдения в желтом, синем и фиолетовом фильтрах $\sim 0^m,014$. Кривые блеска 15 Vul и γ Cyg во всех трех фильтрах сходны по форме. Амплитуды изменений блеска в желтых, синих и фиолетовых лучах порядка $0^m,02-0^m,03$ для 15 Vul и $0^m,03-0^m,04$ для γ Cyg. Предполагается, что период изменений блеска исследуемых звезд (если изменения блеска реальны) порядка 4—6 дней.

THREE COLOUR PHOTOELECTRIC PHOTOMETRY OF 15 Vul AND γ Cyg, by L. P. Metik. — 15 Vul and γ Cyg were observed photoelectrically during July 3 — September 9 1971 with the 20 cm reflector of the Crimean astrophysical observatory in a photometric system close to *UBV*. Two comparison stars have been used for each of the investigated stars. The accuracy (mean square error of one observation) was found to be equal $\pm 0^m,014$.

The light curves of 15 Vul and γ Cyg are similar in three rays. Amplitudes of Yellow, Blue and Violet light curves equals $0^m,02-0^m,03$ for 15 Vul and $0^m,03-0^m,04$ for γ Cyg. It is suspected that the brightness variations for 15 Vul and γ Cyg have periods equal approximately to 4—6 days, if the light variations are real.

Трехцветные электрофотометрические наблюдения звезд 15 Vul и γ Cyg, у которых можно было предполагать небольшую фотометрическую переменность, проводились, как и для магнитных звезд α^2 CVn и β CrB [1], на 20-см рефлекторе КАО в системе, близкой к *UBV*. Методика наблюдений подробно описана в [1]. При редукции наших фотоэлектрических наблюдений дифференциальная экстинкция не учитывалась (эта поправка пренебрежимо мала). Зависимость экстинкции от цвета учтена. Средняя квадратичная ошибка одного наблюдения в трех фильтрах $\sim 0^m,014$.

Результаты наблюдений 15 Vul и γ Cyg приведены в табл. 1, 2. Во втором столбце таблиц указан средний момент наблюдения за ночь, в третьем, четвертом и пятом — Δm_k , Δm_s , Δm_f — внеатмосферные разности звездных величин исследуемой звезды и звезды сравнения *a* (звезда *b* служила контрольной звездой) в желтом, синем и фиолетовом фильтрах соответственно, в шестом столбце — число наблюдений, вошедших в среднее.

15 Vul (BD + 27°3587, A5m, $V = 4^m66$, $B - V = 0^m18$, $U - B = 0^m16$). Согласно [2], это спектрально-двойная звезда с яркими металлическими линиями. Результаты наблюдений с зеемановским анализатором ставят под сомнение двойственную природу 15 Vul и наличие магнитного поля у этой звезды (если последнее существует, то слабое, не более 100 *гс*) [3].

Таблица 1

Дата, 1971 г.	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	$\Delta m_{\text{с}}$	$\Delta m_{\text{ф}}$	n
1—2. VIII	2441165,375	-0,54	-0,55	-0,54	3
4—5. VIII	168,400	-0,54	-0,54	-0,53	5
5—6. VIII	169,370	-0,52	-0,52	-0,52	1
6—7. VIII	170,358	-0,53	-0,56	-0,54	2
7—8. VIII	171,375	-0,54	-0,54	-0,52	4
8—9. VIII	172,340	-0,54	-0,54	-0,53	1
9—10. VIII	173,395	-0,53	-0,56	-0,55	4
10—11. VIII	174,396	-0,54	-0,55	-0,54	2
11—12. VIII	175,424	-0,53	-0,54	-0,54	2
12—13. VIII	176,373	-0,55	-0,56	-0,55	3
13—14. VIII	177,370	-0,55	-0,56	-0,54	2
18—19. VIII	182,362	-0,55	-0,55	-0,55	3
19—20. VIII	183,358	-0,56	-0,58	-0,57	3
2—3. IX	197,352	-0,55	-0,56	-0,52	3
9—10. IX	204,410	-0,55	-0,54	-0,52	3

Таблица 2

Дата, 1971 г.	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	$\Delta m_{\text{с}}$	$\Delta m_{\text{ф}}$	n
3—4. VII	2441136,425	-4,08	-3,48	-3,01	3
8—9. VII	141,425	-4,07	-3,46	-2,99	5
10—11. VII	143,445	-4,06	-3,48	-2,98	4
12—13. VII	145,447	-4,07	-3,46	-2,98	4
13—14. VII	146,375	-4,07	-3,46	-2,98	3
14—15. VII	147,410	-4,08	-3,48	-3,00	4
15—16. VII	148,450	-4,09	-3,49	-3,01	4
16—17. VII	149,405	-4,07	-3,47	-2,99	4
17—18. VII	150,430	-4,06	-3,46	-2,99	5
20—21. VII	153,430	-4,07	-3,49	-3,02	4
24—25. VII	157,032	-4,08	-3,48	-3,01	4
25—26. VII	158,455	-4,06	-3,47	-3,01	4
26—27. VII	159,392	-4,07	-3,47	-2,99	4
1—2. VIII	165,385	-4,07	-3,46	-3,01	2
3—4. VIII	167,402	-4,07	-3,48	-3,01	5
5—6. VIII	169,438	-4,08	-3,48	-3,02	2
6—7. VIII	170,400	-4,09	-3,50	-3,01	3
7—8. VIII	171,464	-4,08	-3,49	-2,99	3
8—9. VIII	172,426	-4,07	-3,48	-3,01	4
9—10. VIII	173,475	-4,08	-3,49	-3,00	4
10—11. VIII	174,442	-4,09	-3,49	-3,02	5
11—12. VIII	175,448	-4,08	-3,48	-3,02	5
12—13. VIII	176,442	-4,09	-3,48	-3,00	4
18—19. VIII	182,403	-4,08	-3,49	-3,01	3
19—20. VIII	183,420	-4,07	-3,48	-3,00	2
9—10. IX	204,455	-4,07	-3,46	-3,01	4

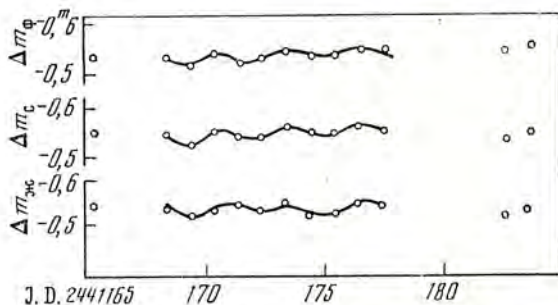
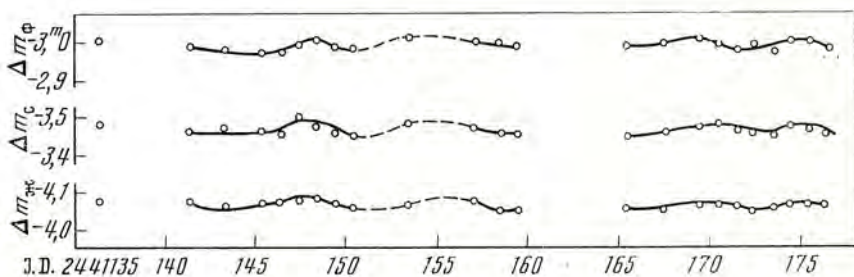


Рис. 1. Кривые блеска 15 Vul

По оси ординат отложены внеатмосферные разности звездных величин 15 Vul и звезды сравнения *a* в желтом, синем и фиолетовом фильтрах

Рис. 2. Кривые блеска γ Cyg
Ось ординат — внеатмосферные разности звездных величин γ Cyg и звезды сравнения *a* в желтом, синем и фиолетовом фильтрах



Фотоэлектрические наблюдения 15 Vul проводились нами с двумя звездами сравнения: *a* (BD + 28°3675, A3, $V = 5^m20$, $B - V = 0^m20$, $U - B = 0^m15$) и *b* (BD + 24°3957, B5 IV, $V = 5^m72$, $B - V = -0^m12$, $U - B = 0^m50$) — в отдельные периоды с 1.VIII по 10.IX 1971 г. Результаты наблюдений 15 Vul даны в табл. 1. На рис. 1 представлены кривые блеска 15 Vul в трех фильтрах. Как видно, все три кривые блеска сходны между собой, амплитуды изменения блеска в желтых, синих и фиолетовых лучах порядка $0^m02 - 0^m03$. Если изменения блеска реальные, то можно предположить, что период колебания блеска 15 Vul порядка 5 дней и, возможно, связан с периодом вращения звезды, как и быстрая смена знака поля, отмеченная в [4].

Сверхгигант γ Cyg (BD + 39°4159, F8 Ib, $V = 2^m24$, $B - V = 0^m68$, $U - B = 0^m54$). При измерениях магнитного поля этой звезды А. Б. Северный было обнаружено быстрое изменение знака и величины поля от -200 до $+200$ гс [5].

Наши наблюдения предприняты с целью обнаружить, меняется ли блеск этой звезды в желтом, синем и фиолетовом участках спектра. Звезда γ Cyg также наблюдалась с двумя звездами сравнения: *a* (BD + 38°4021, A2, $V = 6^m21$, $B - V = 0^m05$, $U - B = 0^m08$) и *b* (BD + 40°4103, O8, $V = 5^m84$, $B - V = 0^m41$, $U - B = -0^m77$). Наблюдения велись в отдельные периоды с 3.VII по 10.IX 1971 г. В табл. 2 приведены результаты наблюдений γ Cyg, на рис. 2 — кривые блеска этой звезды в трех фильтрах. Как следует из рисунка, кривые блеска γ Cyg в трех фильтрах подобны по форме, амплитуды изменений блеска порядка $0^m03 - 0^m04$. По полученным кривым (если колебания блеска γ Cyg реальные) можно предположить, что период изменений блеска порядка 4—6 дней.

Ноябрь 1973 г.‡

Литература

1. Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 63.
2. The Magnetic and Related Stars. R. Cameron (Ed.). Baltimore, 1967, p. 327.
3. Peter S. Conti. Astrophys. J., 1969, 156, 661.
4. В. М. Кушинов. Астрон. цирк., 1972, № 682, 3.
5. A. Severny. Astrophys. J. Letters, 1970, 159, L73.

**СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННОЙ СИСТЕМЫ RR Lyn**

Т. М. Рачковская

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией 15 и 36 Å/мм, изучен спектр затменно-переменной системы RR Lyn в интервале длин волн $\lambda\lambda 3600-4900$ Å и $\lambda\lambda 5400-6600$ Å. Результаты показывают, что в области $\lambda\lambda 3600-4900$ Å наблюдается только спектр главного компонента, в области же $\lambda\lambda 5400-6600$ Å присутствуют также линии спутника D₁ и D₂ натрия и H_α. Определен спектральный класс главной звезды; его значения по водороду, кальцию и линиям металлов различны. Скорость осевого вращения главного компонента равна $v \sin i \leq 22$ км/сек. Методом кривой роста проведен анализ атмосферы RR Lyn. Определены турбулентная скорость $v_t = 4,7$ км/сек, температура возбуждения $\Theta_b = 0,65$ и относительное содержание элементов. Обнаружены дефицит кальция и скандия и избыток элементов более тяжелых, чем стронций.

SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE ECLIPSING-VARIABLE SYSTEM RR Lyn, by T. M. Rachkovskaja. — The spectrum of eclipsing — variable system RR Lyn has been studied within the intervals $\lambda\lambda 3600-4900$ Å and $\lambda\lambda 5400-6600$ Å using dispersions 15 and 36 Å/mm. Within wave length range $\lambda\lambda 3600-4900$ Å only spectrum of the primary component was observed, but within the interval $\lambda\lambda 5400-6600$ Å lines of the secondary component D₁ and D₂ of sodium and H_α are present.

The spectral type of the primary component was determined. There is a difference between metallic, hydrogen and calcium spectral types. Axial velocity of the primary component of RR Lyn $v \sin i$ is ≤ 22 km/sec. Atmosphere of this component was analyzed by the curve of growth method. The turbulence velocity equals to $v_t = 4.7$ km/sec, the excitation temperature — to $\Theta_e = 0.65$. There is a deficient of calcium and scandium and an enhancement of elements heavier then strontium.

RR Lyn — затменно-переменная система типа Алголя, главный компонент которой является металлической звездой. Наиболее полные сведения о результатах изучения кривой блеска и спектров этой системы собраны в [1]. Следует отметить также работу [2], где RR Lyn изучалась наряду с другими металлическими звездами с целью определения микро-турбулентных скоростей и содержания химических элементов в их атмосферах. Некоторые характеристики системы приведены ниже, согласно [1] и [3]; спектральные классы компонентов и величина Δm получены из фотоэлектрических наблюдений.

Период (P)	9 ^d 6—9 ^d 4508
m_{ph}	5 ^m 6—5 ^m 07
Δm	0 ^m 8 ($\lambda 5500$); 1 ^m 3 ($\lambda 4500$)
i	88° 3; 86° 9
Sp	A7; F3
R/R_{\odot}	2,4; 1,95
M/M_{\odot}	2,00; 1,6
K , км/сек	66; 87

Дата	Экспозиция	Фаза	Дата	Экспозиция	Фаза
20—21.X 1971 г.	45 ^m	0 ^P 64	23—24.III 1972 г.	2 ^h	0 ^P 20
9—10.XI	1 ^h	0,65	30—31.III	1 ^h	0,80
8—9.II 1972 г.	1 ^h	0,78			
24—25.II	1 ^h 25 ^m	0,38	31.III—1.IV	1 ^h	0,00
	1 ^h	0,39		1 ^h	0,01
13—14.III	1 ^h	0,18	3—4.IV	1 ^h 35 ^m	0,30
	1 ^h	0,19		1 ^h	0,31
16—17.III	1 ^h 30 ^m	0,49	8—9.IV	1 ^h 10 ^m	0,80
				1 ^h	0,81
			9—10.IV	1 ^h 50 ^m	0,90
			13—14.IV *	1 ^h 40 ^m	0,30
			14—15.IV *	2 ^h	0,40

Примечание. Звездочками отмечены спектрограммы в области $\lambda\lambda 5400-6600 \text{ \AA}$.

Цель наших исследований состояла в том, чтобы попытаться выявить присутствие спектра вторичного компонента RR Lyr, определить параметры атмосферы главного компонента и скорость его осевого вращения.

Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в спектральных областях $\lambda\lambda 3600-4900 \text{ \AA}$ (дисперсия 15 \AA/мм) и $\lambda\lambda 5400-6600 \text{ \AA}$ (дисперсия -36 \AA/мм) на эмульсии 103 аО и 103 аF Kodak и А500 Казанского завода. Табл. 1 содержит данные о спектрограммах. Фазы вычислены на момент середины экспозиции.

Спектрограммы прокалывались при помощи ступенчатого ослабления на лабораторном спектрографе ИСП-51. Обработка спектрограмм проводилась на микрофотометре в прямых интенсивностях специальной астрофизической обсерватории АН СССР с увеличением в 50 раз.

Описание спектра и отождествление спектральных линий

Из табл. 1 видно, что спектрограммы, полученные в области $\lambda\lambda 3600-4900 \text{ \AA}$, распределены достаточно равномерно относительно фаз затмения системы RR Lyr. Принимая во внимание разность блеска компонентов Δm , приведенную на стр. 35, можно сделать заключение, что в моменты элонгации мы должны наблюдать спектры обоих компонентов, так как в окрестности линии $\lambda 4500 \text{ \AA}$ вклад спектра вторичного компонента составляет 30%, а в $\lambda 5500 \text{ \AA}$ — около 50%. Тем не менее при тщательном отождествлении спектральных линий в диапазоне $\lambda\lambda 3600-4900 \text{ \AA}$ независимо на каждой спектрограмме нам не удалось обнаружить никаких признаков присутствия спектра вторичного компонента. В области же $\lambda\lambda 5400-6600 \text{ \AA}$ на двух полученных нами спектрограммах присутствуют линии H_{α} и D_1 и D_2 Na, принадлежащие вторичному компоненту. По соотношению интенсивностей линий D_1 и D_2 , принадлежащих главному и вторичному компонентам RR Lyr, мы определили $\Delta m = 1^m 15 \pm 0^m 07$ в длине волны $\lambda = 5900 \text{ \AA}$ в случае близости спектральных классов компонентов.

На основании изложенного можно сказать, что вторичный компонент является звездой более позднего спектрального класса, чем дают оценки по фотоэлектрическим наблюдениям [1]. В связи с этим было бы интересно сфотографировать спектр в инфракрасной области.

λ , Å	Элемент	R_0	W_λ , Å	n	λ , Å	Элемент	R_0	W_λ , Å	n
6562	H $_{\alpha}$	0,76	13,59	3	3750	H $_{12}$	0,68	4,11	7
4861	H $_{\beta}$	0,92	21,22	3	3734	H $_{13}$	0,64	3,35	7
4340	H $_{\gamma}$	0,88	19,87	12	3722	H $_{14}$	0,56	2,33	7
4101	H $_{\delta}$	0,85	17,85	7	3712	H $_{15}$	0,45	1,80	7
3970	H $_{\epsilon}$	0,89	14,62	7	3704	H $_{16}$	0,36	1,44	7
3889	H $_{\zeta}$	0,82	13,28	7	3697	H $_{17}$	0,31	0,77	7
3835	H $_{\eta}$	0,80	11,27	7	3691	H $_{18}$	0,16	0,52	1
3798	H $_{10}$	0,79	8,24	7	3687	H $_{19}$	0,17	0,64	1
3770	H $_{11}$	0,72	5,67	7					

При отождествлении спектральных линий за основу были взяты таблицы Мур [4]. Мы использовали также список линий, найденных у 15 Vul [5], так как эта звезда по спектральному классу близка к RR Lyr и ее спектры получены с большей дисперсией. Самыми сильными в спектре RR Lyr оказались линии водорода и K Ca II. Для этих линий были построены контуры для разных фаз затмения и сравнены между собой. В результате сравнения нам не удалось выявить каких-либо закономерностей в изменении контуров в течение всего периода.

В табл. 2 и 3 приведены отождествленные линии и их наблюдаемые эквивалентные ширины W_λ (средние значения по всем спектрограммам). В третьем столбце табл. 2 даны глубины водородных линий. Ошибки определения W_λ составляют от 5 до 50% в зависимости от силы линий, n — число спектрограмм.

Спектральный класс и другие характеристики RR Lyr

Прежде всего проверим, действительно ли звезда RR Lyr является металлической. Известно [6], что для металлических звезд отношения интенсивностей линий

$$\frac{W(\lambda 4246 \text{ Sc II})}{W(\lambda 4215 \text{ Sr II})}, \quad \frac{W(\lambda 4246 \text{ Sc II})}{W(\lambda 4247 \text{ Fe I})} \text{ и } \frac{W(\lambda 4320 \text{ Sc II})}{W(\lambda 4309 \text{ Y II})}$$

должны быть меньше единицы (для нормальных звезд эти отношения близки к единице). Согласно нашим наблюдениям указанные отношения равны соответственно 0,26; 0,55; 0,40, т. е. условие металличности выполняется.

Как известно, у металлических звезд спектральные классы по водороду, кальцию и металлам сильно различаются. Для определения спектрального класса RR Lyr мы использовали критерии спектральной классификации металлических звезд, разработанные в [7]. Результаты оказались следующие:

$$\text{Sp (K Ca II) A3 (A3), Sp (H) A1 (A7),} \\ \text{Sp (M) F0 — F2.}$$

Самое уверенное определение спектрального класса выполнено по кальцию. Что касается Sp (H) и Sp (M), то можно совершенно определенно сказать, что Sp (H) несколько более ранний, чем Sp (K Ca II), во всяком случае, не позднее Sp (K Ca II), а Sp (M) значительно позднее. В скобках приведены определения спектрального класса согласно [8].

Для выяснения вопроса, существует ли синхронность осевого и орбитального вращений у главного компонента RR Lyr, были опреде-

Таблица 3

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета		$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета		$W_{\lambda}, \text{Å}$	n
4731,44	Fe II	43	0,14	3	4491,40	Fe II	37	0,20	10
4714,42	Ni II	98	0,13	3	4489,19	Fe II	37	0,17	10
4702,98	Mg I	11	0,18	3	4485,68	Fe I	830	0,05	1
4637,51	Fe I	55	0,05	3	85,44	Zr II	79		
4635,33	Fe II	186	0,04	7	4484,23	Fe I	828	0,08	9
4634,11	Cr II	44	0,11	8	4482,26	Fe I	68	0,15	10
4629,34	Fe II	37	0,24	8	4481,33	Mg II	4	0,43	10
4624,90	Ce II	27	0,05	2	81,13				
34,86	Zr II	116			4476,02	Fe I	350	0,15	9
4620,51	Fe II	38	0,9	8	4472,92	Fe II	37	0,11	9
4618,83	Cr II	44	0,17	8	4470,86	Ti II	40	0,10	7
4616,64	Cr II	44	0,08	8	4470,48	Ni I	86	0,05	2
4602,94	Fe I	39	0,09	3	4469,16	Ti II	18	0,13	8
4600,19	V II	56	0,05	2	4468,49	Ti II	31	0,24	9
4592,09	Cr II	44	0,18	2	4466,55	Fe I	350	0,15	9
91,99	V I	95			4464,46	Ti II	40	0,11	9
4589,96	Ti II	50	0,06	8	4460,49	Ti I	204	0,18	8
4588,22	Cr II	44	0,16	9	4459,12	Fe I	68	0,22	8
4585,92	Ca I	23	0,03	2	4456,65	Ti II	115	0,06	4
4583,83	Fe II	48	0,25	9	4454,78	Ca I	4	0,07	3
4582,84	Fe II	37	0,13	9	4454,66	Fe I	902	0,22	9
4580,06	Fe II	26	0,06	7	54,63	Sm II	49		
4576,33	Fe II	38	0,15	9	54,38	Fe I	350	0,05	7
4571,97	Ti II	82	0,23	9	4451,59	Mn I	22		
4565,78	Cr II	39	0,06	7	51,55	Fe II		0,14	10
4565,73	Mn I	52			4450,49	Ti II	19		
4563,76	Ti II	50	0,21	8	4447,72	Fe I	68	0,11	9
4558,66	Cr II	44	0,23	9	4443,70	Cr I	234	0,65	7
4555,89	Fe II	37	0,24	9	43,20	Fe I	35		
4555,02	Cr II	44	0,10	6	4430,62	Fe I	68	0,07	8
4554,03	Ba II	1	0,32	9	4429,90	La II	38	0,07	8
4549,62	Ti II	82	0,40	9	4427,31	Fe I	2	0,13	10
4549,47	Fe II	38			4422,59	Y II	5	0,15	10
4547,85	Fe I	755	0,08	2	4418,34	Ti II	51	0,06	5
4541,52	Fe II	38	0,15	9	4417,72	Ti II	40	0,18	8
4539,79	Cr I	33	0,05	7	4416,82	Fe II	27	0,18	9
4539,62	Cr II	39			4415,12	Fe I	4	0,23	9
4533,97	Ti II	50	0,30	9	4404,75	Fe I	41	0,26	8
4531,15	Fe I	39	0,10	7	4401,55	Ni I	86	0,17	9
4529,47	Ti II	82	0,07	7	01,35	Zr II	38		
4528,62	Fe I	68	0,21	9	4400,36	Se II	14	0,15	9
4526,58	Fe II	171	0,06	6	4399,77	Ti II	51	0,13	9
4524,93	Ba II 3; Fe I	82	0,14	9	4395,85	Ti II	61	0,05	7
4522,63	Fe II	38	0,30	9	4395,03	Ti II	19	0,26	9
4520,06	Fe II	37	0,22	10	4394,06	Ti II	57	0,09	5
4518,36	Ti II	18	0,03	3	4390,98	Ti II	61	0,18	8
4515,34	Fe II	37	0,20	10	90,86	Sm II	5		
4508,28	Fe II	38	0,22	10	90,58	Mg II	10	0,06	9
4501,27	Ti II	31	0,22	10	90,46	Fe I	413		
4496,99	Zr II	40	0,16	9	4387,90	Fe I	476	0,08	9
96,96	Mn II	17			4386,86	Ti II	104	0,24	9
4494,57	Fe I	68	0,16	10	4385,38	Fe II	27	0,24	9

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета		$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета		$W_{\lambda}, \text{Å}$	n
4384,33	Fe II	32	0,14	9	4278,13	Fe II	32	0,10	5
4383,55	Fe I	41	0,36	9	4275,57	Cr II	31	0,14	14
4379,78	Zr II	88	0,07	7	4274,80	Cr I	1	0,19	7
4375,95	Fe I	2	0,09	8	4273,32	Fe II	27	0,23	7
4374,94	Y II	13	0,29	9	4271,76	Fe I	42	0,32	7
4370,96	Zr II	79	0,06	6	4271,16	Fe I	152	0,23	13
4369,77	Fe I	518	0,13	9	4269,28	Cr II	31	0,11	6
69,40	Fe II	28			4267,83	Fe I	482	0,07	6
4367,66	Ti II	104	0,12	9	4266,97	Fe I	273	0,04	2
4362,10	Ni II	9	0,07	5	4261,92	Cr II	31	0,20	7
4359,74	Zr II	79	0,12	8	4260,48	Fe I	152	0,37	7
4358,73	Y II	5	0,11	8	59,99	Fe I	689		
4352,68	Cr II 3; Fe I	71	0,09	12	4258,16	Fe II	28	0,20	6
4351,76	Fe II	27	0,27	14	4256,79	Fe I	1102	0,08	4
4350,83	Ti II	94	0,06	4	56,24	Zr II	29		
4333,76	La II	24	0,06	9	4254,35	Cr I	1	0,23	7
4330,71	Ti II	41	0,06	8	4252,62	Cr II	31	0,11	7
4325,76	Fe I	42	0,30	15	4151,74	Mn II		0,05	4
4320,75	Sc II	15	0,10	13	4250,79	Fe I	42	0,26	7
4318,65	Ca I	5	0,06	11	4250,12	Fe I	152	0,22	7
4316,81	Ti II	94	0,06	7	4248,23	Fe I	482	0,08	5
4314,98	Ti II	41	0,28	15	4247,43	Fe I	693	0,18	7
4314,08	Ti II	41	0,13	13	4246,83	Sc II	7	0,10	5
4312,86	Ti II	41	0,17	15	4245,26	Fe I	352	0,09	5
4309,62	Y II	5	0,25	15	4244,80	Ni II	9	0,13	5
4307,91	Fe I	42	0,35	15	4242,38	Cr II	31	0,18	7
07,90	Ti II	41			42,34	Mn II			
4306,72	Ce II	1	0,07	5	4239,85	Fe I	273	0,15	7
4305,72	Sc II	15	0,20	6	4238,82	Fe I	693	0,19	7
05,45	Sr II	3			4238,38	La II	41	0,13	7
4303,17	Fe II	27	0,27	13	38,03	Fe I	689		
4302,43	Ca I	5	0,12	9	4235,94	Fe I	152	0,30	7
4301,93	Ti II	41	0,25	12	4235,29	Mn I	23	0,09	2
4300,05	Ti II	41	0,32	13	35,14	Mn I	23		
4299,24	Fe I	152	0,28	13	4233,61	Fe I	152	0,37	7
4298,21	Fe I	476a	0,07	9	33,17	Fe II	27		
98,04	Fe I	520			4229,81	Cr II	26	0,06	6
4296,59	Fe II	28	0,26	14	4227,43	Fe I	693	0,27	7
4296,05	La II	53	0,12	5	4226,73	Ca I	2	0,32	7
4294,13	Fe I	41	0,24	13	4225,46	Fe I	693	0,20	6
4290,38	Fe I	416	0,56	7	4224,85	Cr II	162	0,25	7
90,22	Ti II	41			24,18	Fe I	689;		
89,72	Cr I	1			4222,22	Cr II	31		
89,36	Ca I	5			4220,35	Fe I	152	0,15	7
4287,89	Ti II	20	0,16	14	20,05	Fe I	482	0,07	7
4286,99	Fe I	976,	0,08	5	4219,36	Fe I	944		
	La II	75			4217,55	Fe I	800	0,16	7
4285,45	Fe I	597	0,08	9	17,34	Fe I	693	0,14	7
4284,21	Cr II	1	0,10	10	17,32	Ti II	96		
4283,01	Ca I	5	0,09	7	4216,19	Zr II	40	0,10	3
4282,41	Fe I	71	0,23	7	4215,52	Fe I	3		
4280,33	Cr II	17	0,08	5		Sr II	1	0,39	7

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n
4213,65	Fe I 355	0,08	7	4156,24	Zr II 29	0,22	7
4211,88	Zr II 15	0,14	6	4154,81	Fe I 694	0,23	7
11,80	Fe II 21			54,50	Fe I 355		
4210,35	Fe I 152	0,18	7	4153,91	Fe I 695	0,15	7
4208,99	Zr II 41	0,18	7	4152,17	Fe I 18	0,18	7
08,61	Fe I 689			4149,20	Zr II 41	0,22	7
4106,72	Ce II 71	0,08	3	4147,67	Fe I 42	0,09	6
4205,55	Fe I 689	0,28	7	4145,77	Cr II 162	0,08	4
05,48	Fe II 22			4143,87	Fe I 43	0,29	6
05,08	V II 37			4143,42	Fe I 523	0,24	3
05,05	Eu II 1	0,11	6	4142,47	Cr I 179	0,11	6
4203,99	Fe I 355			42,40	Ce II 10		
03,95	Fe I 850	0,17	6	4138,40	Fe II 39	0,03	4
4202,03	Fe I 42	0,30	7	4137,65	Ce II 20	0,09	6
4200,93	Fe I 689	0,07	7	4137,60	Fe II 726	0,12	5
4199,10	Fe I 522	0,25	7	4234,68	Fe II 357	0,17	7
4198,64	Fe I 693	0,32	7	4133,87	Fe I 698	0,10	7
4198,31	Fe I 152			4132,06	Fe I 43	0,29	7
4196,53	Fe I 418	0,16	7	4130,88	Si II 3	0,24	7
96,22	Fe I 693			4129,	Eu II	0,12	5
4195,62	Fe I 478	0,18	7	4128,74	Fe II 27	0,20	7
95,34	Fe I 693			4128,05	Si II 3	0,19	7
4191,44	Fe I 152	0,28	7	4126,19	Fe I 695	0,07	3
4188,72	Fe I	0,08	7	4124,91	Y II 14	0,09	6
4187,80	Fe I 152	0,24	7	24,79	Fe II 22		
4187,04	Fe I 152	0,33	7	4122,64	Fe II 28	0,14	5
86,60	Fe I 152			4121,32	Co I 28	0,06	3
4184,90	Fe I 355	0,10	6	4118,55	Fe I 801	0,19	7
4184,33	Ti II 21	0,07	4	4085,31	Fe I 559	0,10	5
4184,09	Fe III 22	0,15	7	4077,71	Sr II 1	0,60	7
84,00	Ce II			4076,87	Cr II 19	0,19	7
4181,76	Fe I 354	0,27	7	76,64	Fe I 558		
4179,43	Cr II 26	0,18	7	4075,66	V II 14	0,12	7
4178,86	Fe II 28	0,27	7	75,63	Cr II 19		
4177,54	Y II 14	0,28	7	4074,79	Fe I 524	0,06	7
4176,54	Fe I 695	0,12	7	73,76	Fe I 558	0,10	7
4175,64	Fe I 354	0,14	7	73,48	Ce II 4		
4173,45	Fe II 27	0,24	7	4071,74	Fe I 43	0,28	7
4172,72	Fe I 19	0,12	6	4070,77	Fe I 558	0,09	7
4171,90	Ti II 105	0,26	7	4067,98	Fe I 559	0,10	7
4170,91	Fe I 482	0,17	7	4067,05	Ni II 11	0,25	7
70,86	Cr II 18			4063,60	Fe I 43	0,28	7
4167,27	Mg I 15	0,14	7	4062,42	Fe I 359	0,11	7
4165,61	Ce II 10	0,09	5	4061,09	Nd II 10	0,04	7
4163,63	Ti II 105	0,18	7	4059,73	Fe I 767	0,05	4
4161,80	Sr II 3	0,30	7	4057,5	Mg I 16	0,12	6
61,49	Fe I 422			4055,54	Mn I 5	0,10	1
61,20	Zr II 42			4054,83	Fe I 698	0,10	6
4159,03	Ce II 246	0,15	7	4053,85	Fe I 485	0,12	4
58,80	Fe I 695			53,81	Ti II 87		
4157,79	Fe I 695	0,10	7	4051,97	Cr II 19	0,07	4
4156,80	Fe I 354	0,18	6	4050,32	Zr II 43	0,07	3

Таблица 3 (продолжение)

λ , Å	Элемент и номер мультиплета	W_{λ} , Å	n	λ , Å	Элемент и номер мультиплета	W_{λ} , Å	n
4048,83	Fe II 172	0,16	6	3988,51	La II 40	0,10	6
48,76	Mn I 5			3986,75	Mg I 17	0,05	6
48,68	Zr II 43			3984,14	Ni II 171	0,12	7
4045,82	Fe I 43	0,42	7	3982,59	Y II 6	0,15	6
4044,61	Fe I 359	0,04	5	3982,00	Ti II 11	0,10	6
4043,90	Fe I 276	0,08	5	3961,54	Al I 1	0,20	6
4042,91	La II 66	0,07	5	3958,24	Zr II 16	0,15	7
4041,36	Mn I 5	0,10	7	3956,37	Fe I 9	0,27	7
41,29	Fe I 603			56,02	Si II 1		
4040,65	Fe I 655	0,08	7	3954,38	Fe I 567	0,07	7
40,24	Zr II 54			54,32	Ca II 51		
4035,73	Mn I 5	0,12	7	3952,57	Fe I 278, } Ce II 113 }	0,16	6
35,63	V II 32			3951,97	V II 10	0,13	4
4034,49	Mn I 2	0,13	7	3951,16	Fe II 661	0,12	5
4033,07	Mn I 2	0,23	7	3950,35	Y II 6	0,22	7
4032,64	Fe I 44			3948,90	Ca I 6	0,25	7
4031,97	Fe I 655	0,13	7	48,78	Fe I 604		
31,68	La II 40			3944,01	Al I 1	0,29	7
4030,76	Mn I 2	0,31	7	3942,44	Fe I 364	0,16	6
30,50	Fe I 560			3941,28	Fe I 562	0,10	6
4029,68	Zr II 41	0,08	7	40,88	Fe I 20		
29,64	Ti II 87	0,11	6	3938,29	Fe II 3	0,19	4
4028,33	Ti II 87	0,08	6	3935,94	Fe II 173	0,18	7
4025,14	Ti II 11	0,17	7	3933,66	Ca II 1	3,45	7
4024,55	Fe II 127			3930,30	Fe I 4	0,31	6
24,45	Zr II 54	0,09	7	3929,11	Fe I 280	0,08	6
4023,39	V II 32	0,13	7	3927,92	Fe I 4	0,24	7
4021,87	Fe I 278	0,08	6	3922,91	Fe I 4	0,28	7
4018,10	Mn I 5	0,10	6	3921,02	Cr I 23	0,10	4
4017,56	Ni I 171			3920,26	Fe I 4	0,28	7
17,16	Fe I 527	0,12	4	3918,54	Cr I 136	0,26	7
4015,50	Ni II 12	18,51	Fe II 191				
4014,53	Fe I 802	0,12	3	18,32	Fe I 124		
4012,49	Cr I 268	0,24	7	18,27	Ce II 12		
12,47	Fe II 126			3917,18	Fe I 20	0,12	3
12,39	Ce II 206	0,07	6	3916,42	V II 10	0,16	6
12,37	Ti II 11			16,05	La II 42		
4009,71	Fe I 72	0,09	4	15,94	Zr II 17		
4006,31	Fe I 663	0,50	7	3914,33	V II 33	0,18	7
4005,71	V II 32			3913,39	Ti II 34	0,24	7
05,25	Fe I 43	0,07	5	3912,32	Ti II 97	0,06	5
4001,67	Fe I 72	12,31	Ni I 151				
4000,47	Fe I 426	0,09	5	3907,9	Fe I 280	0,11	5
3998,98	Zr II 16	0,17	6	3906,48	Fe I 4	0,28	7
3998,05	Fe I 276	0,14	6	3905,53	Si I 3	0,25	7
3997,39	Fe I 278	0,20	6	3903,9	Fe I 429	0,12	6
97,13	V II 9			3902,95	Fe I 45	0,25	7
3996,00	Fe I 279	0,12	6	3900,55	Ti II 34	0,23	7
3993,82	Ce II 12	0,06	5	3899,77	Fe I 4	0,22	7
3991,14	Zr II 30	0,12	6	3899,14	V II 33	0,09	5
3989,80	V II 32	0,08	6	3898,01	Fe I 20	0,16	7
89,76	Ti I 12						

Т а б л и ц а 3 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n
3895,66	Fe I 4	0,19	7	3843,00	Sc II 1		
3886,28	Fe I 4	0,12	5	42,90	Fe I 222	0,14	6
3878,58	Fe I 4	0,47	7	3841,05	Fe I 45	0,20	7
78,02	Fe I 20			3840,44	Fe I 20	0,19	7
3873,76	Fe I 175	0,18	7	3839,26	Fe I 529	0,17	2
3872,50	Fe I 20	0,31	7	3838,29	Mg I 3	0,22	7
3871,75	Fe I 429	0,18	7	3834,22	Fe I 20	0,10	2
3869,56	Fe I 284	0,08	7	3829,35	Mg I 3	0,16	6
3867,22	Fe I 488	0,13	7	3827,83	Fe I 45	0,22	7
3865,53	Fe I 20	0,21	7	3825,88	Fe I 20	0,24	7
3863,74	Fe I 280	0,14	7	3824,44	Fe I 4	0,36	7
63,41	Fe II 152			3821,92	Fe II 14	0,11	7
3862,59	Si II 1	0,17	7	3821,18	Fe I 608	0,15	7
3861,34	Fe I 283	0,08	7	3820,43	Fe I 20	0,31	7
3859,91	Fe I 4	0,27	7	3819,62	Fe I 122	0,18	7
3859,21	Fe I 75	0,14	7	3818,34	Y II 7	0,12	6
3858,30	Ni I 32	0,26	7	3815,84	Fe I 45	0,28	7
3856,37	Fe I 4	0,36	7	3814,58	Ti II 12	0,24	7
56,02	Si II 1			14,53	Fe I 22		
3854,38	Fe I 567	0,12	7	3813,39	Ti II 12	0,19	4
54,32	Ce II 61			3812,96	Fe I 22	0,29	7
3853,66	Si II 1	0,10	5	3807,53	Fe I 73	0,38	6
3852,57	Fe I 73	0,12	7	07,14	Ni I 33		
3850,82	Fe I 22	0,20	7	06,70	Fe I 607		
3849,97	Fe I 20	0,22	7	3805,35	Fe I 608	0,13	6
49,58	Ni II 11			3799,55	Fe I 21	0,11	4
3846,80	Fe I 664	0,13	4	3888,80	Ti I 16	0,17	6
46,52	Y II 83			88,70	Y II 7		
3845,17	Fe I 124	0,13	6				

лены $v \sin i$] и $v_{\text{синхр}} = 2\pi R/T$.] Величина $v_{\text{синхр}} = 12 \text{ км/сек}$ согласно значениям радиуса и периода, приведенного в начале статьи. Скорость осевого вращения $v \sin i$ была определена по полуширинам следующих линий: Fe I ($\lambda\lambda 4294, 4459$), Fe II ($\lambda 4508$), Ti II ($\lambda\lambda 4395, 4501, 4572$), Cr II ($\lambda 4558$) и Mg II ($\lambda 4481$). Средняя из всех определений $v \sin i = 21,5 \pm 1,9 \text{ км/сек}$.

Известно, что расширение линий в спектре звезд обусловлено не только осевым вращением звезды, но и макротурбулентным движением в ее атмосфере. К сожалению, в настоящее время не существует методов разделения скоростей этих двух движений, и мы не можем получить достаточно уверенное значение $v_{\text{осев}}$ для RR Lyr, чтобы судить о синхронности вращений. Можно лишь сказать, что скорость осевого вращения у RR Lyr мала, что типично для металлических звезд [2].

Водородные линии были использованы для определения следующих величин:

- 1) чисел атомов на втором энергетическом уровне над 1 см^2 фотосферы и предельного значения этой величины $\lg N_{02}H$;
- 2) электронной плотности $\lg n_e (m)$ по формуле Инглиса — Теллера;
- 3) электронной плотности $\lg n_e (H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta})$ по формуле Унзольфа. Методика определения этих величин та же, что и в [9].

Результаты вычислений собраны ниже:

$\lg N_{02} H$	16,22 (+0,10)
$\lg n_e (m)$	13,50 (-0,20)
$\lg n_e (H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta})$	14,10
$v \sin i$	$21,5 \pm 1,9$ км/сек
$v_{\sin \chi r}$	12 км/сек

В скобках указаны приблизительные поправки, которые нужно внести в полученные величины, если допустить, что искажение W_{λ} за счет вклада непрерывного спектра вторичного компонента составляет 30%.

Анализ атмосферы главного компонента RR Lyr методом кривой роста

Согласно сказанному выше, эквивалентные ширины линий главного компонента могут быть занижены на 30%. Поэтому мы построили кривые роста как с учетом наложения непрерывного спектра вторичного компонента, так и без учета. В результате оказалось, что в первом случае турбулентная скорость v_t больше на 0,5 км/сек. Содержание же химических элементов, полученное по двум кривым роста, существенно не различалось.

Следует еще иметь в виду, что может возникнуть ошибка и за счет различного распределения энергии у главного и вторичного компонентов. Мы приняли, что спектральные классы двух компонентов RR Lyr соответственно A3 и F3. Оказалось, что учет дифференциальных поправок за счет разного распределения энергии существенных изменений в кривую роста не вносит.

Перейдем к построению кривой роста. Для ее построения были использованы неблендированные и не попадающие на крылья водородных линий линии химических элементов, представленные в табл. 4. Здесь же приведены потенциал возбуждения нижнего уровня $\chi_{r,s}$ и силы осцилляторов, согласно [5].

В качестве теоретической кривой роста мы использовали кривую, рассчитанную Врубелем [10] для модели Милна — Эдингтона при $B_0/B_1 = 1/3$. По оси абсцисс отложена величина

$$\lg \eta_0 = \lg \frac{N_r}{U_r} + \lg X_x - \lg \kappa_{4200} - \lg v_0 + \lg \frac{V \bar{\pi} e^2}{mc},$$

где

$$\lg X_x = \lg g f / \lambda - \Theta_b \chi - \lg \frac{\kappa_{\lambda}}{\kappa_{4200}}, \quad v_0 = \sqrt{v_{\text{тепл}}^2 + v_{\text{турб}}^2}$$

Обозначения в этих формулах общеприняты.

Коэффициенты непрерывного поглощения были взяты из таблиц [11].

Задав предварительно температуру возбуждения $\Theta_b = 0,65$ (согласно спектральному классу A3), мы построили кривую роста в координатах $\lg (W_{\lambda}/\lambda) \cdot 10^6$ и $\lg X_x$. Затем, по линиям элементов Fe I и Ti II была определена температура возбуждения (рис. 1). Оказалось, что

$$\Theta_b(\text{Fe I}) = 0,65 \pm 0,03, \quad \Theta_b(\text{Ti II}) = 0,63 \pm 0,05.$$

На окончательные результаты такое различие в Θ_b не влияет, поэтому было принято значение $\Theta_b = 0,65 \pm 0,03$, так как Θ_b (Fe I) определено по большему числу линий.

В результате сравнения эмпирической кривой роста с теоретической (рис. 2) определена доплеровская скорость $v_0 = 5$ км/сек и содержание ионов различных элементов (табл. 5, второй столбец). В третьем столбце указано число использованных линий. Чтобы получить полное содержание элементов, необходимо учесть атомы, находящиеся в ненаблюдаемых стадиях ионизации. Для этого необходимо знать величину электронного давления P_e .

Таблица 4

$\lambda, \text{Å}$	χ_r, eV	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	χ_r, eV	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
Ca I				Cr I			
2				1			
4226,73	0,00	3,87	1,89	4274,80	0,00	3,28	1,73
5				4254,35	0,00	3,40	1,61
4318,65	1,89	3,43	1,01	Cr II			
4302,53	1,89	3,91	1,43	31			
4283,01	1,88	3,41	1,30	4284,21	3,84	1,91	1,49
Sc II				4275,58	3,84	2,22	1,50
7				4261,92	3,85	2,34	1,67
4246,83	0,31	4,03	1,35	4252,63	3,84	1,70	1,41
14				44			
4400,36	0,60	4,18	1,53	4634,11	4,05	2,40	1,39
15				4618,82	4,06	2,60	1,56
4320,75	0,60	3,70	1,37	4616,64	4,05	2,07	1,24
Ti II				4588,22	4,05	2,93	1,53
11				4558,66	4,06	0,64	1,71
4025,14	0,60	1,78	1,29	4555,02	4,05	2,14	1,35
31				Fe I			
4501,27	1,11	2,93	1,69	2			
4468,49	1,13	3,05	1,73	4427,31	0,05	1,22	1,47
40				4			
4470,86	1,16	1,89	1,35	3930,30	0,09	2,19	1,90
4464,46	1,16	2,03	1,40	3927,92	0,11	2,15	1,78
4417,72	1,16	2,50	1,61	3922,91	0,05	2,04	1,78
50				3920,26	0,12	1,93	1,85
4563,76	1,22	2,84	1,67	39			
4533,97	1,23	3,05	1,82	4602,94	1,48	1,94	1,29
51				4531,15	1,48	1,81	1,34
4418,34	1,23	1,99	1,15	41			
4399,77	1,23	2,59	1,45	4415,12	1,60	3,15	1,72
4394,06	1,22	2,18	1,30	4404,75	1,55	3,52	1,78
82				4383,55	1,48	3,80	1,92
4571,97	1,56	3,24	1,70	42			
4529,47	1,56	2,05	1,21	4271,76	1,48	3,44	1,87
87				4250,79	1,55	2,93	1,78
4028,33	1,88	2,67	1,45	4202,03	1,48	2,95	1,86
104				68			
4386,86	2,59	2,82	1,23	4528,62	2,17	2,97	1,68
105				4494,57	2,19	2,79	1,56
4163,63	2,58	3,46	1,64	4482,26	2,21	2,60	1,51
V II				4459,12	2,17	2,63	1,69
10				4447,72	2,21	2,53	1,40
3951,97	1,47	2,80	1,52	4430,62	2,21	2,09	1,22
32				71			
4023,39	1,80	2,99	1,36	4282,41	2,17	2,89	1,73
33				152			
3914,33	1,79	2,94	1,66	4271,16	2,44	3,22	1,74
				4250,12	2,46	3,21	1,71
				4235,94	2,41	3,26	1,85
				4222,22	2,44	2,60	1,56
				4187,80	2,41	3,06	1,75

Т а б л и ц а 4 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	$x_{r, s, \text{sg}}$	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	$x_{r, s, \text{sg}}$	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
		276				32	
4043,90	2,72	2,25	1,30	4278,13	2,68	0,34	1,39
		278				37	
4021,87	2,75	2,92	1,50	4629,34	2,79	1,61	1,72
		283		4582,84	2,83	0,44	1,47
3861,34	2,68	-0,08	1,34	4520,24	2,79	1,01	1,68
		350		4515,35	2,83	0,97	1,65
4476,02	2,83	3,10	1,52	4491,40	2,84	0,78	1,66
4466,55	2,82	3,14	1,54	4489,19	2,82	0,64	1,58
		354				38	
4181,76	2,82	3,31	1,80	4620,51	2,82	0,25	1,31
4175,64	2,83	2,95	1,53	4576,33	2,83	0,66	1,50
4156,80	2,82	2,97	1,64	4541,52	2,84	0,59	1,51
		355		4522,63	2,83	1,37	1,82
4213,65	2,83	2,32	1,28	4508,28	2,84	1,11	1,70
4184,90	2,82	2,80	1,37	4583,83	2,79	1,63	1,74
		357				Ni I	
4134,68	2,82	3,02	1,60			32	
		476		3858,30	0,42	2,90	1,82
4387,90	3,06	2,29	1,10			86	
		482		4470,48	3,38	3,64	1,03
4267,83	3,10	2,54	1,23			Ni II	
		522				9	
4199,10	3,03	3,67	1,78	4244,80	4,01	1,40	1,49
		689				11	
4200,93	3,38	2,64	1,24	4067,05	4,01	2,82	1,80
		693				12	
4247,43	3,35	3,32	1,63	4015,50	4,01	2,16	1,46
4238,82	3,38	3,34	1,64			Sr II	
4227,43	3,32	3,77	1,80			1	
		695		4115,52	0,00	3,49	1,97
4176,57	3,35	2,89	1,46	4077,71	0,00	3,78	2,17
4157,79	3,40	3,02	1,40			Y II	
		755				5	
4547,85	3,53	2,87	1,22	4422,59	0,10	2,06	1,54
4219,36	3,56	3,67	1,59	4358,73	0,10	2,03	1,39
		801		4309,62	0,18	2,65	1,80
4118,55	3,56	3,71	1,65			13	
		802		4374,94	0,41	3,50	1,82
4014,53	3,56	3,44	1,48			14	
		828		4177,55	0,41	3,38	1,83
4484,23	3,59	3,03	1,28			Ba II	
		Fe II				1	
		26		4554,03	0,00	3,80	1,85
4580,06	2,57	-0,22	1,13			La II	
		27				24	
4416,82	2,77	0,75	1,61	4333,74	0,17	3,04	1,16
4385,38	2,77	0,84	1,73			38	
4273,32	2,69	0,58	1,73	4429,90	0,23	2,71	1,21
4173,45	2,57	0,83	1,75			53	
		28		4296,05	0,49	2,75	1,41
4258,15	2,69	0,26	1,67				
4178,85	2,57	0,84	1,82				

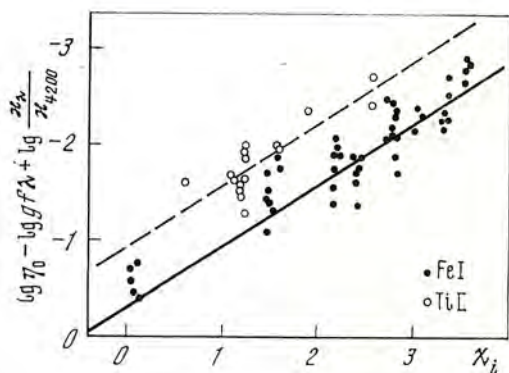


Рис. 1. Определение температуры возбуждения Θ_B

Предполагая, что $\Theta_{II} = 0,91\Theta_B$, и применяя формулу Саха, мы определили электронное давление $\lg P_e$ по элементам, которые наблюдаются в двух соседних стадиях ионизации:

Элемент	Cr	Fe	Ni
$\lg P_e$	2,63	2,61	2,52

Для вычисления ионов в ненаблюдаемых стадиях ионизации было использовано значение $\lg P_e = 2,60$. Заметим, что величина $\lg P_e$, полученная по металлам из кривой роста, значительно выше вычисленной по водороду ($\lg P_e (H) = 2,00$).

В табл. 5 в четвертом столбце приведено рассчитанное нами полное содержание элементов, в пятом — содержание этих элементов на Солнце в принятой нами системе сил осцилляторов [5]. В шестом столбце дано содержание элементов в RR Lyr, рассчитанное применением метода моделей [2].

Как видно, наши определения величины $\lg N$ и определения [2] для некоторых элементов значительно различаются. Причина расхождения может заключаться, во-первых, в различии самих методов, а во-вторых, в том, что в [2] использовались другие значения сил осцилляторов. К сожалению, автор статьи [2] не указывает, какие силы осцилляторов он использовал.

Таблица 5

Элемент	$\lg N_r$	n	$\lg N$	$\lg N_{\odot}$	$\lg N [2]$	[X]
H	12,00		12,00	12,00	12,00	
Ca I	2,64	4	6,14	6,23	5,97	-0,55
Sc II	2,61	3	2,61	3,04	2,27	-0,99
Ti II	5,12	16	5,12	4,53	4,43	+0,03
V II	4,74	3	4,74	3,94	3,66	+0,24
Cr I	3,31	2	6,31	5,35	5,56	
Cr II	6,29	10	6,29	5,60	5,72	+0,27
Fe I	5,68	50	8,15	7,56	6,74	0,00
Fe II	8,15	20	8,15	7,62	6,73	
Ni I	4,67	2	6,65	6,25	5,88	+0,37
Ni II	6,73	3	6,73	5,28	5,72	
Sr II	3,70	2	3,70	2,92	3,99	+0,22
Y II	3,09	5	3,09	1,58	3,21	+0,95
Zr II	4,02	8	4,02	2,20	3,77	+1,26
Ba II	3,07	1	3,07	2,22	2,92	+0,29
La II	3,71	3	3,71	1,81	2,62	+1,34

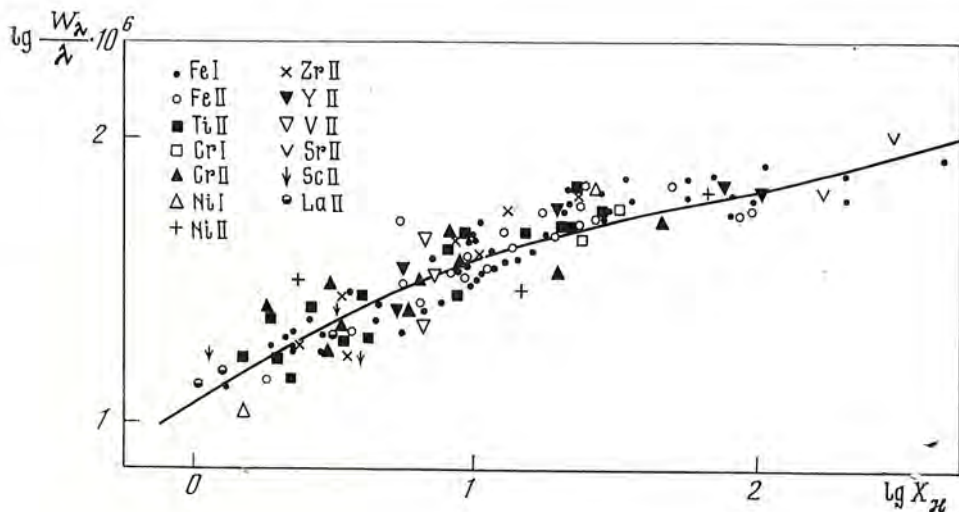


Рис. 2. Кривая роста, построенная по линиям различных элементов

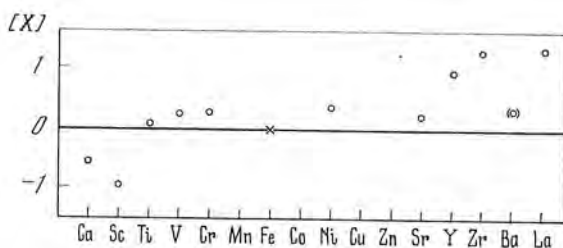


Рис. 3. Относительное содержание элементов

В последнем столбце табл. 5 приведено относительное содержание элементов

$$[X] = \lg \left(\frac{N_{\text{эл}}}{N_{\text{Fe}}} \right)_{\text{RR Lyn}} - \lg \left(\frac{N_{\text{эл}}}{N_{\text{Fe}}} \right)_{\odot},$$

эта величина представлена на рис. 3. Из рисунка видно, что в RR Lyn относительное содержание многих элементов заметно отличается от солнечных. Наблюдается дефицит кальция и скандия и избыток элементов тяжелее стронция, что типично для металлических звезд.

Основные выводы

1. В спектральной области $\lambda\lambda 4900-3600 \text{ \AA}$ не обнаружено признаков присутствия вторичного компонента, тогда как в красной области в фазе $0^p 3$ наблюдаются линии D_1 и D_2 натрия и H_α , принадлежащие спутнику RR Lyn. По соотношению интенсивностей D_1 и D_2 главного компонента и спутника определена их разность блеска $\Delta m \approx 1,2$. Вероятно, вторичный компонент — значительно более красная звезда, чем главная.

2. Главный компонент RR Lyn является металлической звездой, как отмечалось и другими наблюдателями. Ее спектральный класс по кальцию Sp (K Ca II) = A3, по металлам Sp (M) \sim F0—F2. Спектральный класс по водороду либо более ранний, либо близок к Sp (K Ca II).

3. Скорость осевого вращения главного компонента $v \sin i \leq 22 \text{ км/сек}$.

4. Турбулентная скорость в атмосфере RR Lyn $v_t = 4,7 \text{ км/сек}$ находится в пределах этих величин для звезд светимостей IV—V.

5. Обнаружены дефицит кальция и скандия и избыток элементов более тяжелых, чем стронций, что подтверждает полученные ранее результаты [2].

В заключение выражаю благодарность А. А. Боярчуку за советы при выполнении работы и Г. Н. Шараповой за помощь в обработке наблюдательного материала.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. А. Свечников. Уч. зап. Уральского ун-та, серия астроном., 1969, № 88, вып. 5.
2. М. А. Smith. *Astron. and Astrophys.*, 1971, 11, 325.
3. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, т. II. М., «Наука», 1970.
4. С. Moore. *Princeton Obs. Contris*, 1945, N 20.
5. А. А. Боярчук, А. Х. Маматказина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 47, 125.
6. D. M. Popper. *Astrophys. J.*, 1971, 169, 549.
7. И. М. Копылов, Т. С. Белякина, Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 181.
8. M. Jaschek, C. Jaschek. *Z. Astrophys.*, 1960, 50, 155.
9. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 128.
10. M. Wrubel. *Astrophys. J.*, 1949, 109, 66.
11. G. Bode. *Die kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten*. Kiel, 1965.

ОБ ОЦЕНКЕ СОДЕРЖАНИЯ ГЕЛИЯ
В АТМОСФЕРАХ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

Л. С. Любимков

При определении относительного содержания гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в атмосферах горячих звезд наиболее точные результаты дает метод моделей атмосфер, однако в связи с его трудоемкостью представляет интерес рассмотрение более простых приближенных методов определения указанной величины. Подобный метод был предложен А. Унзольдом [1]; как выяснилось, он плохо согласуется с современными расчетами моделей звездных атмосфер и может дать значения $N(\text{He})/N(\text{H})$, которые в 3—4 раза больше или меньше значений, полученных методом моделей атмосфер. Предлагается простой, более точный метод оценки содержания гелия в атмосферах звезд ранних спектральных классов. Он основан на сравнении наблюдаемого значения отношения эквивалентных ширины линий $\lambda 4471$ He I и H_γ с теоретическим значением, найденным при $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10$ с помощью моделей атмосфер.

Используя данный метод, можно рассчитывать содержание гелия двумя способами: 1) по известным значениям эффективной температуры $T_{\text{эфф}}$ и ускорения силы тяжести g ; 2) по спектральному классу звезды. В обоих случаях результаты хорошо согласуются с теми значениями $N(\text{He})/N(\text{H})$, которые получены методом моделей атмосфер. Показано, что наиболее высокую точность предложенный метод дает для звезд классов B1 — O7. В заключение найдено содержание гелия в атмосферах около 150 O-ранних B-звезд.

ON THE EVALUATION OF THE HELIUM ABUNDANCE IN ATMOSPHERES OF HOT STARS, by L. S. Lubimkov. — In the determination of the helium abundance $N(\text{He})/N(\text{H})$ in atmospheres of hot stars the most accurate results are obtained by model atmosphere analysis, but this procedure is time-consuming. Therefore it is interesting to consider more simple approximate methods of the determination of this value. Similar method was proposed by A. Unsöld [1]; but as it is shown this method does not agree with modern calculations of model atmospheres and can give $N(\text{He})/N(\text{H})$ values, which are 3—4 times higher or lower than that obtained by model atmosphere analysis. A simple more accurate method of the evaluation of the helium abundance in atmospheres of early-type stars is proposed. It is based on comparison of the observed ratio of $\lambda 4471$ He I and H_γ equivalent widths and the theoretical one computed for $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0.10$ from model atmospheres.

Using present method it is possible to calculate the helium abundance in two ways: 1) from known values of effective temperature T_{eff} and acceleration of gravity g ; 2) from the spectral type of the star. In both cases the results are in good agreement with $N(\text{He})/N(\text{H})$ values obtained by model atmosphere analysis. It is shown that proposed method gives the best accuracy for B1 — O7 stars. In conclusion the helium abundance in atmospheres of about 150 O- and early B-stars is evaluated.

При изучении звезд классов O и B особый интерес представляет определение содержания гелия в их атмосферах. Как известно, наиболее точно эта величина находится с помощью метода моделей атмосфер (метода тонкого анализа). Однако данный метод является довольно трудоемким,

и его применение к большому числу звезд затруднительно. Поэтому полезно иметь приближенный способ оценки содержания гелия, не требующий ни большого наблюдательного материала, ни громоздких вычислений. В 1944 г. А. Унзольд [1] предложил использовать для этой цели измерения эквивалентных ширин линий нейтрального гелия $\lambda 4471$ и $\lambda 4026$, которые в спектрах горячих звезд относятся к наиболее сильным, а также линий H_γ и H_δ . Сделав ряд предположений о механизме и условиях образования указанных линий, Унзольд получил следующие теоретические соотношения:

$$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = \frac{5}{2} \lg \frac{W(4471)}{W(H_\gamma)} - 0,23\Theta + 0,55, \quad (1)$$

$$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = \frac{5}{2} \lg \frac{W(4026)}{W(H_\delta)} - 0,23\Theta + 0,50. \quad (2)$$

Здесь $N(\text{He})/N(\text{H})$ — концентрация гелия по отношению к водороду, W — эквивалентные ширины соответствующих линий, $\Theta = 5040/T$, причем T , по определению Унзольда, есть «средняя» температура звездной атмосферы. В дальнейшем для определенности будем считать, что $\Theta = 5040/T_{\text{эфф}}$, где $T_{\text{эфф}}$ — эффективная температура.

Чтобы оценить точность метода Унзольда, воспользуемся результатами, полученными с помощью моделей звездных атмосфер. Необходимо отметить, что в основе вывода формул (1) и (2) лежало предположение о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Однако, как показали исследования последних лет, условие ЛТР в атмосферах горячих звезд не выполняется. Л. Ауэр и Д. Михалас [2], рассчитав ряд моделей атмосфер О-звезд, нашли, что предположение о ЛТР при $T_{\text{эфф}} > 30\,000^\circ$ значительно искажает профили и эквивалентные ширины водородных и гелиевых линий. Отказ от него резко улучшает согласие между вычисленными и наблюдаемыми значениями W линий H и He. Таким образом, при выводе формул для определения относительного содержания гелия в атмосферах О-звезд необходимо отказаться от предположения о ЛТР.

Недавно Д. Михалас [3] опубликовал результаты вычислений эквивалентных ширин линий H_α , H_β и H_γ для широкого интервала эффективных температур ($15\,000^\circ \leq T_{\text{эфф}} \leq 55\,000^\circ$), причем расчеты выполнены на основе моделей звездных атмосфер, не находящихся в состоянии ЛТР. Для относительного содержания гелия принято значение

$$N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10,$$

соответствующее нормальным звездам. При $T_{\text{эфф}} \geq 30\,000^\circ$ для ряда таких же моделей рассчитана эквивалентная ширина линии $\lambda 4471$ He I [2]. Как уже отмечалось, при $T_{\text{эфф}} > 30\,000^\circ$ (т. е. в случае О-звезд) отказ от предположения о ЛТР необходим при вычислении как профилей, так и эквивалентных ширин линий водорода и гелия. При $T_{\text{эфф}} < 30\,000^\circ$ (т. е. в случае В-звезд) отклонения от ЛТР существенны лишь при вычислении профилей рассматриваемых линий, в то время как на эквивалентные ширины последних они практически не влияют (ошибка может стать заметной лишь для гигантов и сверхгигантов). Поэтому при $T_{\text{эфф}} < 30\,000^\circ$ для эквивалентной ширины линии $\lambda 4471$ можно воспользоваться результатами ЛТР-вычислений [4].

Указанные расчеты [2—4] позволяют определить отношение $W(4471)/W(H_\gamma)$ в области эффективных температур от $15\,000^\circ$ до $50\,000^\circ$ при $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10$. Найденная таким путем зависимость — $\lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$ от Θ и $\lg g$, где g — ускорение силы тяжести в атмосфере звезды, представлена на рис. 1. Значениям той же величины, полученным из соотношения (1) при $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10$, соответствует штриховая прямая. Последняя почти параллельна оси Θ , т. е. из формулы Унзольда (1) следует, что величина $\lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$ при фиксированном содержа-

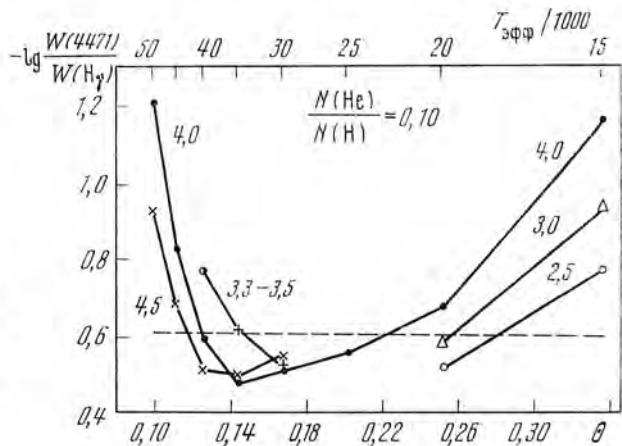


Рис. 1. Зависимость величины y , определяемой соотношением (4), от эффективной температуры

Сплошные линии [представляют результаты расчетов моделей атмосфер. Числа, указанные рядом, относятся к соответствующим значениям $\lg g$. Штриховая линия получена с помощью формулы Унзольда (1)

нии гелия должна быть практически постоянной на всем интервале эффективных температур от 15 000 до 50 000°. Однако, как видно из рис. 1, в действительности поведение рассматриваемой величины намного сложнее, причем она зависит не только от эффективной температуры, но и от ускорения силы тяжести в атмосфере звезды. Таким образом, формула (1) плохо согласуется с современными теоретическими данными. К сожалению, в рассматриваемой области $T_{\text{эфф}}$ нет достаточно точных и подробных вычислений эквивалентной ширины линии H_{δ} , поэтому не удастся аналогичным образом проверить и формулу (2).

Окончательный вывод о точности метода Унзольда можно сделать, применив его к конкретным звездам, для которых достаточно хорошо известны эквивалентные ширины линий, эффективная температура и относительное содержание гелия. Такое применение показывает, что формулы (1) и (2) могут привести к таким значениям $N(\text{He})/N(\text{H})$, которые отличаются от данных тонкого анализа на множитель порядка 3—4 и более. Очевидно, что отыскание более точного метода определения $N(\text{He})/N(\text{H})$ должно быть основано на расчетах моделей атмосфер. Используя результаты таких расчетов для O- и ранних B-звезд, удается получить простой и в то же время достаточно точный метод оценки содержания гелия в их атмосферах.

Как известно, модель звездной атмосферы определяется заданием $T_{\text{эфф}}$, g и химического состава. Пусть значения $T_{\text{эфф}}$ и g фиксированы. Тогда населенность нижнего уровня какой-либо линии $n_{\lambda}(\tau)$ на оптической глубине τ пропорциональна полной концентрации атомов соответствующего элемента на той же глубине. С другой стороны, если τ — глубина образования линии, то $n_{\lambda}(\tau)$ пропорциональна $W^C(\lambda)$, где значения C для разных линий и разных спектральных классов, вообще говоря, различны. Тогда для линий $\lambda 4471$ He I и H_{γ} можно написать

$$\frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = a \left[\frac{W(4471)}{W(H_{\gamma})} \right]^C.$$

Здесь множитель a учитывает переход от населенностей нижних уровней к концентрациям атомов соответствующих элементов, а также возможное различие в глубинах образования и в значениях C для рассматриваемых линий. Логарифмируя последнее выражение, находим

$$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = C \lg \frac{W(4471)}{W(H_{\gamma})} + f, \quad (3)$$

где $f = \lg a$. Полученное соотношение можно рассматривать как обобщение формулы Унзольда (1). Величины C и f в нем неизвестны.

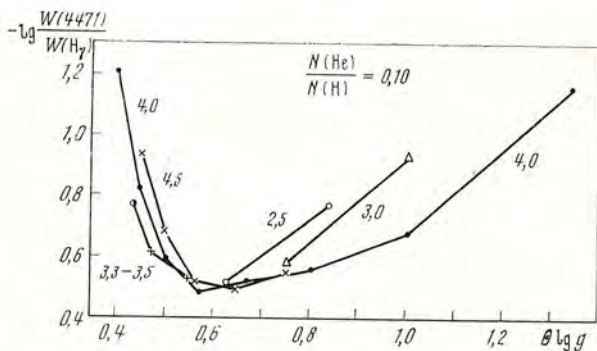


Рис. 2. Зависимость y от $z = \Theta \lg g$

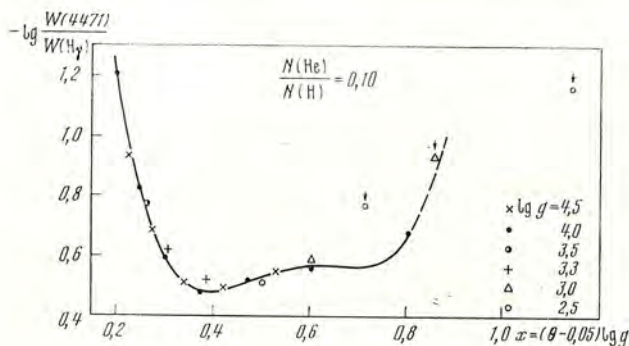


Рис. 3. Аппроксимация данных теории многочленом четвертой степени относительно x

Для применения указанных выше расчетов эквивалентных ширин [2—4] полезно несколько изменить вид исходной формулы (3). Полагая в ней $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10$ и вводя обозначение

$$y = -\lg [W(4471)/W(\text{H}_\gamma)] \text{ при } N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10, \quad (4)$$

получаем

$$f = Cy - 1.$$

Тогда основное соотношение для определения содержания гелия принимает следующий вид:

$$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})} = C \left[y + \lg \frac{W(4471)}{W(\text{H}_\gamma)} \right] - 1. \quad (5)$$

Перейдем к определению неизвестных величин y и C . Значения y , полученные из соотношения (4) по эквивалентным ширинам, рассчитанным для ряда моделей атмосфер [2—4], представлены на рис. 4. Найдем простое и в то же время достаточно точное аналитическое выражение для этой величины. Перейдем сначала от переменной Θ к переменной $z = \Theta \lg g$. Зависимость y от z представлена на рис. 2. Видно, что левые ветви кривых, соответствующих различным значениям $\lg g$, почти параллельны и достаточно точно совмещаются путем сдвига вдоль оси z . Такое совмещение кривых можно получить с помощью введения новой переменной

$$x = z - 0,05 \lg g = (\Theta - 0,05) \lg g.$$

Из рис. 3 видно, что после перехода к переменной x все значения величины $\lg [W(4471)/W(\text{H}_\gamma)]$, полученные из расчетов [2—4], в области $20\,000^\circ \leq T_{\text{эфф}} \leq 50\,000^\circ$ хорошо ложатся на общую кривую независимо от значения $\lg g$. Таким образом, рассматриваемая величина при $T_{\text{эфф}} \geq 20\,000^\circ$ зависит фактически не от двух, а от одной переменной. Три точки на рис. 3, соответствующие $T_{\text{эфф}} = 15\,000^\circ$ (они отмечены стрелками), уже не удовлетворяют этой закономерности.

Представим зависимость y от x при $T_{\text{эфф}} \geq 20\,000^\circ$ многочленом четвертой степени, а коэффициенты многочлена найдем методом наименьших квадратов. В результате получим

$$y = 6,0014 - 42,470x + 118,90x^2 - 143,29x^3 + 63,215x^4, \quad (6)$$

где

$$x = (\Theta - 0,05) \lg g.$$

Соотношение (6) справедливо при $20\,000^\circ \leq T_{\text{эфф}} \leq 50\,000^\circ$ (точнее, при $0,20 \leq x \leq 0,82$). Расчеты показывают, что относительная ошибка, возникающая в результате аппроксимации данных теории многочленом (6), в указанном интервале температур не превышает нескольких процентов. Как видно из рис. 3, особенно хорошо ложатся на полученную кривую точки, соответствующие $\lg g = 4,0$ и $\lg g = 4,5$, т. е. звездам главной последовательности (здесь относительная ошибка обычно не превосходит 1—2%). При $T_{\text{эфф}} < 20\,000^\circ$ ошибка становится слишком большой, поэтому при таких значениях эффективной температуры формулу (6) применять нельзя.

Итак, теоретические значения величины y , полученные с помощью моделей звездных атмосфер, в области эффективных температур от $20\,000$ до $50\,000^\circ$ хорошо представимы выражением (6). Ниже будет показано, что определять содержание гелия с помощью (5) вне этого промежутка $T_{\text{эфф}}$ не следует из-за сильного влияния ошибок измерения эквивалентных ширин линий и определения параметров звездных атмосфер.

Можно применить формулу (6) к конкретным звездам, у которых относительное содержание гелия, найденное с помощью метода тонкого анализа, оказалось близким к 0,10, т. е. к нормальному значению, и затем сравнить полученное значение y с наблюдаемым значением величины $- \lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$. Последнее, как видно из определения величины y (см. (4)), должно быть примерно равно y . Ниже будет рассмотрено более 40 звезд классов O и B как с нормальным, так и с аномальным содержанием гелия, для которых методом моделей атмосфер найдены $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Эквивалентные ширины линий H_γ и $\lambda 4471$ для этих звезд приведены в табл. 1. $W(H_\gamma)$ и $W(4471)$ для каждой звезды находились как среднее арифметическое по измерениям ряда авторов [5—32]. Если среди нескольких измерений эквивалентной ширины линии у какой-нибудь звезды одно или два заметно отличались от остальных, тогда такие измерения во внимание не принимались.

В табл. 2 представлены нормальные звезды, атмосферы которых были исследованы в последние годы методом тонкого анализа (методом моделей атмосфер). Вслед за названием звезды и ее спектральным классом в табл. 2 указаны характеристики атмосферы звезды и литературный источник, из которого взяты эти данные. Затем приведены значения x и y . Для двух звезд класса B3 V (η Nuа и ι Her) по данным некоторых авторов $T_{\text{эфф}} < 20\,000^\circ$; в таких случаях выражение (6) неприменимо, и величина y оценивалась с помощью графика, изображенного на рис. 1. В следующем столбце табл. 2 приведены значения $\lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$, полученные из наблюдений (см. табл. 1).

Необходимо указать на две возможные причины ошибок при определении содержания гелия по формуле (5):

- 1) ошибки измерения эквивалентных ширин линий;
- 2) ошибки в определении параметров $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, приводящие к ошибкам в определении y .

Ясно, что те же самые причины могут служить источником несоответствий между наблюдаемыми значениями величины $- \lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$ и ее теоретическими значениями y для нормальных звезд. В частности, влияние второй из перечисленных причин ошибок можно проследить на примере звезды ι Her (табл. 2). Для нее в 1971—1972 гг. были опубликованы четыре различных определения параметров $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, причем

Таблица 1

Звезда	W (H _γ), Å	Использованные источники	W (4471), Å	Использованные источники	Звезда	W (H _γ), Å	Использованные источники	W (4471), Å	Использованные источники
τ Sco	3,07	[5—7]	4,095	[8, 9]	τ ¹ Lup	4,20	[11]	1,30	[12]
ν Ori	3,22	[10]	0,91	[40]	α Lup	3,35	[11]	4,105	[8, 12]
HD 36 959	4,80	[9]	1,44	[9]	σ Sco	3,40	[11]	4,14	[12]
γ Peg	4,35	[10, 11, 13—15]	1,24	[8, 9, 12, 13, 15]	θ Oph	4,50	[11]	1,19	[8, 12]
η Hya	5,405	[10, 14]	1,13	[10, 14]	53 Ari	4,40	[11]	1,51	[12]
ι Her	5,71	[14—16]	1,28	[14—17]	BW Vul	3,10	[11]	0,97	[12]
HD 49 798	2,28	[18]	0,62	[18]	HD 37 776	4,25	[11]	4,32	[12]
HD 427 493	3,4	[19]	2,6	[19]	HD 53 974	2,35	[11]	0,755	[12]
HZ 44	3,8	[19]	3,0	[19]	β Cen	3,25	[11]	1,03	[12]
CPD —69°2698	3,20	[20]	1,98	[20]	HD 149 884	2,215	[7, 11]	0,86	[12]
HD 96 446	4,135	[21, 22]	3,10	[21, 22]	λ Sco	3,65	[11]	1,12	[12]
σ Ori E	4,15	[23]	2,55	[23]	9 Sgr	4,38	[28]	0,128	[29, 30]
HD 144 941	1,60	[20]	3,35	[20]	HD 54 662	2,10	[27, 28]	0,57	[27, 29—31]
HD 37 058	6,9	[24]	1,21	[25]	S Mon	2,75	[10, 14, 28]	0,68	[10, 29—31]
ι Ori B	7,8	[24]	0,24	[25]	λ Ori	2,51	[28]	0,77	[29, 31]
3 Cen A	5,77	[26]	0,576	[26]	10 Lac	2,72	[7, 9, 10, 14, 28]	0,89	[5, 9, 10, 14, 29, 32]
δ Cet	4,09	[10, 11, 14]	1,31	[10, 12, 14]	HD 57 682	2,30	[27, 28]	0,893	[27, 29, 30]
ν Eri	3,55	[11, 14]	1,22	[12, 14]	AE Aur	2,88	[28]	0,96	[29—31]
β CMa	3,04	[7, 11]	1,065	[12, 14]	ζ Ori	1,73	[14, 21, 28]	0,74	[14, 29, 31]
ξ ¹ CMa	2,79	[9, 11, 27]	0,85	[9, 12, 27]	ε Ori	4,66	[7, 10, 14, 24]	0,99	[10, 14, 31]
15 CMa	3,175	[9, 11]	0,992	[9, 12]	ζ Per	4,93	[7, 10, 14]	0,875	[10, 14]
β Cru	3,30	[11]	0,94	[12]					

Таблица 2

Звезда	Спектр	Характеристики атмосферы			Источник	x	y	$\lg W(471)$ $W(Н_2)$	$\lg \frac{N(He)}{N(H)}$		
		Tэфф	lg g	$\lg \frac{N(He)}{N(H)}$					по формуле Унгольда	по Tэфф и lg g	по спектр. классу
τ Sco	B0 V	32 000	4,1	-1,02	[33]	0,441	0,496	-0,447	-0,60	-0,92	-0,90
		28 640	4,2	-1,12	[8]	0,529	0,545		-0,61	-0,82	
ν Ori	B0 V	31 000	4,3	-1,00	[34]	0,484	0,521	-0,549	-0,86	-1,05	-1,09
HD 36 959	B1 V	28 900	4,2	-0,96	[9]	0,521	0,541	-0,624	-1,05	-1,15	-1,21
γ Peg	B2 IV	20 000	3,7	-1,02	[4]	0,747	0,575		-0,87	-0,91	
		20 650	3,84	-1,12	[12]	0,745	0,574		-0,87	-0,92	
		20 800	3,9	-1,12	[8]	0,749	0,576	-0,545	-0,87	-0,92	-0,90
		21 900	4,1	-0,98	[34]	0,738	0,570		-0,87	-0,94	
		21 700	4,0	—	[35]	0,728	0,565		-0,87	-0,95	
η Hya	B3 V	21 900	4,0	-1,24	[36]	0,720	0,563	-0,680	-1,20	-1,29	-1,16
		18 900	4,0	—	[35]	0,868	0,73*		-1,21	-0,84	
ι Her	B3 V	20 200	3,75	-1,22	[36]	0,748	0,576		-1,13	-1,21	
		18 200	4,0	-1,02	[4]	0,908	0,78*		-1,14	-0,53	-1,04
		17 500	4,0	-0,97	[34]	0,952	0,84*	-0,650	-1,14	-0,24	
		17 000	4,0	—	[17]	0,986	0,89*		-1,14	—	

* Это значение y найдилось с помощью рис. 1.

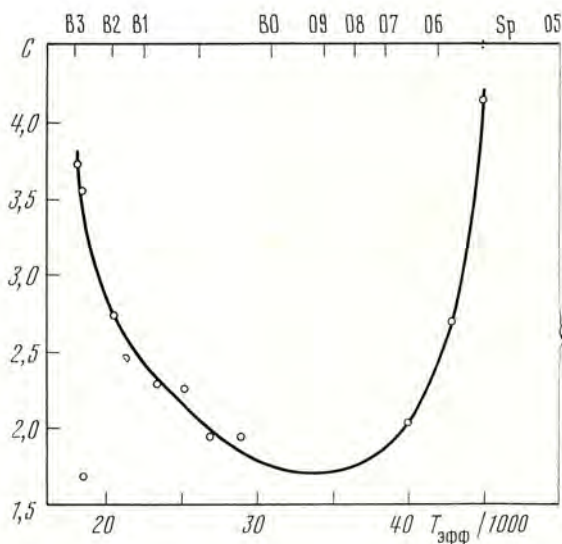


Рис. 4. Зависимость C от $T_{\text{эфф}}$, полученная с помощью результатов наблюдений звезд с аномальным содержанием гелия (см. табл. 3)

Сверху указаны спектральные классы в соответствии со шкалой эффективных температур Кюни [28] для О-звезд и шкалой Мортон — Адамса [41] для В-звезд

разность между наибольшим и наименьшим значениями $T_{\text{эфф}}$ превышает 3000° . Это приводит к значительному разбросу в значениях y . По-видимому, Дж. Петерс и Л. Х. Аллер [17], а также Д. С. Лекрон [34] получили заниженную оценку величины $T_{\text{эфф}}$, а ее истинное значение для данной звезды лежит между $T_{\text{эфф}} = 18\,200^\circ$ [4] и $T_{\text{эфф}} = 20\,200^\circ$ [36]. Этот вывод согласуется с результатом Д. Михаласа [3], который на основании моделей атмосфер, рассчитанных без предположения о ЛТР, получил для ι Her $T_{\text{эфф}} = 19\,000^\circ$.

Учитывая сказанное, можно сделать вывод о том, что для В-звезд, у которых значение $N(\text{He})/N(\text{H})$, найденное с помощью метода тонкого анализа, близко к 0,10, величина y в среднем хорошо согласуется с наблюдаемыми значениями $-\lg [W(4471)/W(\text{H}_\gamma)]$. Что касается О-звезд, то, за исключением сверхгигантов, как мы увидим, анализ их наблюдений приводит к тому же заключению (см. табл. 5).

Таким образом, значение y в формуле (5) при $20\,000^\circ \leq T_{\text{эфф}} \leq 50\,000^\circ$ с достаточной точностью может быть вычислено с помощью соотношения (6). Остается найти величину C . К сожалению, расчеты эквивалентных ширин линий [2, 3], использованные при выводе (6), были выполнены лишь для одного значения $N(\text{He})/N(\text{H})$. Поэтому для определения C обратимся к результатам наблюдений звезд, имеющих, согласно данным метода тонкого анализа, аномальное содержание гелия.

Из формулы (5) следует, что

$$C = \frac{1 + \lg [N(\text{He})/N(\text{H})]}{y + \lg [W(4471)/W(\text{H}_\gamma)]} \quad (7)$$

Последнее соотношение должно быть применено к тем звездам, для которых величина $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})]$ заметно отличается от -1 . Список таких звезд, исследованных методом моделей атмосфер, представлен в табл. 3. У трех последних звезд в табл. 3 (HD 37058, ι Ori B и 3 Cen A) значения $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ таковы, что величина x получается слишком большой и выражение (6) здесь неприменимо. Как и в случае двух звезд класса В3 из табл. 2, величина y здесь оценивалась с помощью рис. 1. Для каждой звезды в табл. 3 дано значение C , вычисленное по формуле (7).

Следует отметить, что среднее значение C получается близким к 2,5, т. е. к тому коэффициенту, который стоит в соотношении Унзольда (1). Однако величину C нельзя считать постоянной. Такой вывод следует из рассмотрения рис. 4, где с помощью данных табл. 3 графически представлена зависимость C от $T_{\text{эфф}}$. Для всех звезд из табл. 3, кроме ι Ori B,

Таблица 3

Звезда	Характеристики атмосферы			Источник	x	y	$\lg \frac{W}{W'} \left(\frac{H\gamma}{H\delta} \right)$	C	$\lg \frac{N}{N'} \left(\frac{He}{H} \right)$	
	Tэфф	lg g	$\lg \frac{N}{N'} \left(\frac{He}{H} \right)$						по формуле Уизольда	по Tэфф и lg g
HD 49 798	45 000	4,3	-0,30	[18]	0,267	0,734	-0,565	4,44	-0,89	-0,30
HD 127 493	43 000	5,7	0,00	[37]	0,382	0,486	-0,116	2,70	+0,23	0,00
HZ 44	40 000	5,7	-0,21	[37]	0,433	0,493	-0,103	2,03	+0,26	-0,21
CPD -69°2698	29 000	4,1	-0,37	[20]	0,508	0,534	-0,208	1,93	-0,01	-0,39
HD 96 446	27 000	4,0	-0,16	[38]	0,547	0,552	-0,125	1,97	+0,17	-0,15
	25 250	4,2	-0,01	[22]	0,628	0,562		2,26	+0,19	-0,06
σ Ori E	23 500	4,05	-0,20	[23]	0,666	0,560	-0,212	2,30	-0,03	-0,19
HD 144 941	21 500	3,5	+1,18	[20]	0,645	0,562	+0,321	2,47	+1,30	+1,28
HD 37 058	20 600	4,45	-1,43	[25]	0,868	0,60*	-0,757	2,74	-1,40	-1,43
ι Ori B	18 650	4,1	-2,30	[25]	0,902	0,74*	-1,512	1,68	-3,29	-3,59
3 Cen A	18 300	4,0	-1,82	[25]	0,900	0,77*	-1,001	3,55	-2,02	-1,82
	18 150	3,7	-1,84	[39]	0,844	0,775		3,72	-2,02	-1,84

значения C хорошо ложатся на одну и ту же кривую с минимумом между $30\ 000$ и $40\ 000^\circ$. У звезды ι Ori B, выпадающей из общей картины, Д. Норрис [25] нашел большой дефицит гелия: $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,005$. По-видимому, действительное содержание гелия в атмосфере этой звезды еще на порядок меньше последнего значения, и недостаточная точность расчетов Норриса не позволила ему определить столь малую величину. Поэтому значение C , найденное для ι Ori B по формуле (7), оказалось заниженным.

Кривая, представленная на рис. 4, может служить для определения C по известной эффективной температуре звезды. Таким образом, зная $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, можно найти y и C , а затем с помощью (5) и содержание гелия в атмосфере звезды. Рассмотрим результаты применения предложенного метода к конкретным звездам.

В трех последних столбцах табл. 2 приведено относительное содержание гелия, найденное для нормальных В-звезд тремя различными способами: по формуле Унзольда (1), по формуле (5) с помощью известных значений $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ и по формуле (5) с помощью известного спектрального класса звезды. О последнем способе определения величины $N(\text{He})/N(\text{H})$ будет сказано ниже. Из табл. 2 видно, что предложенный метод дает результаты, хорошо согласующиеся с данными тонкого анализа. Несоответствие таким данным, наблюдающееся в отдельных случаях, может быть объяснено указанными выше причинами, а именно: ошибками в определении эквивалентных ширин линий и параметров $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Особенно сильное влияние второй причины наблюдается у звезд класса В3. Например, для звезды ι Her, как уже отмечалось, некоторые исследователи получили, по-видимому, заниженные значения $T_{\text{эфф}}$. Это привело к тому, что соответствующие значения величины $N(\text{He})/N(\text{H})$ оказались сильно завышенными по сравнению с данными тонкого анализа.

Причина особой чувствительности результатов для звезд класса В3 к ошибкам в определении $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ заключается в следующем. Как видно из рис. 4, величина C для этих звезд заметно больше, чем для звезд классов В0 — В2, а так как в результате применения (5) ошибка в значении y увеличивается в C раз, то особенно сильным ее влияние оказывается в спектральном классе В3. По той же причине здесь особенно заметно влияние ошибок в эквивалентных ширинах линий. Из рис. 4 видно, что указанные ошибки могут значительно исказить результат и для звезд, более ранних, чем Об. Поэтому при $T_{\text{эфф}} < 20\ 000^\circ$ и $T_{\text{эфф}} \geq 45\ 000^\circ$ применять рассмотренный метод к отдельным звездам не следует. Интересно отметить, что формула Унзольда (1) для звезд класса В3 дает хорошее согласие с данными тонкого анализа (см. табл. 2).

Результаты применения предложенного метода к звездам с аномальным содержанием гелия представлены в последнем столбце табл. 3. Следует отметить, что значения C в этом случае брались не из табл. 3, а находились по $T_{\text{эфф}}$ с помощью кривой, изображенной на рис. 4. Полученные значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ очень хорошо согласуются с данными тонкого анализа, в то время как метод Унзольда для ряда звезд дает расхождение с этими данными на множитель порядка 2—3. Оба метода приводят к выводу, что содержание гелия, найденное для звезды ι Ori B Д. Норрисом [25], примерно на порядок завышено.

Предложенный метод был применен также к ряду переменных звезд типа β Ser (или β CMa), исследованных Р. Д. Уотсоном [11, 12]. Последний нашел, что относительное содержание гелия в атмосферах этих звезд близко к нормальной величине (табл. 4). Результаты, полученные с помощью формулы (5) и представленные в предпоследнем столбце табл. 4, в основном подтверждают этот вывод. Однако для всех рассмотренных звезд выражение (5) дает значения $N(\text{He})/N(\text{H})$, несколько превышающие значения, полученные Уотсоном. Можно предположить, что величины $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$, найденные Уотсоном, содержат систематические ошибки.

Таблица 4

Звезда	Спектр	Характеристики атмосферы			Источник	x	y	lg W (H _γ)	lg N (He)		
		Tэфф	lg g	lg N (He)					по формуле Унгольда	по Tэфф и lg g	по спектр-классу
HD 149 881	B0,5 III	27 400	3,68	-0,89	[12]	0,493	0,526	-0,411	-0,52	-0,77	-0,78
HD 53 974	B0,5 IV	27 700	3,73	-1,05	[12]	0,492	0,525	-0,494	-0,73	-0,94	-0,95
β Cru	B0,5 IV	24 450	3,85	-1,12	[12]	0,601	0,563	-0,545	-0,86	-0,96	-1,05
β Cen	B1 II	24 250	3,88	-1,12	[12]	0,613	0,564	-0,499	-0,75	-0,85	-0,90
β CMa	B1 II	23 650	3,74	-1,05	[12]	0,610	0,564	-0,456	-0,64	-0,75	-0,79
σ Sco	B1 III	22 800	3,81	-1,05	[12]	0,651	0,562	-0,475	-0,69	-0,79	-0,84
		28 600	4,0	—	[35]	0,378	0,488		-0,68	-0,98	
α Lup	B1 III	20 650	3,56	-1,05	[12]	0,691	0,559	-0,482	-0,71	-0,79	-0,86
		21 000	3,6	-1,05	[8]	0,684	0,559		-0,71	-0,79	
ξ ¹ CMa	B1 IV	23 900	3,73	-1,00	[12]	0,600	0,563	-0,516	-0,79	-0,89	-0,94
λ Sco	B1 V	22 300	3,92	-1,19	[12]	0,690	0,559	-0,513	-0,78	-0,89	-0,93
BW Vul	B2 III	23 450	3,81	-1,12	[12]	0,629	0,563	-0,505	-0,76	-0,86	-0,79
15 CMa	B2 III	23 350	3,80	-1,12	[12]	0,631	0,563	-0,506	-0,76	-0,87	-0,80
ν Eri	B2 III	21 550	3,78	-1,07	[12]	0,695	0,559	-0,465	-0,67	-0,76	-0,68
δ Cet	B2 IV	20 650	3,81	-1,05	[12]	0,739	0,570	-0,495	-0,74	-0,80	-0,77
		21 900	4,0	—	[35]	0,720	0,563		-0,74	-0,83	
θ Oph	B2 IV	20 500	4,01	-1,19	[12]	0,786	0,619	-0,578	-0,95	-0,89	-1,00
		20 750	3,9	-1,26	[8]	0,753	0,579		-0,95	-1,00	
53 Ari	B2 IV	20 300	4,00	-1,00	[12]	0,792	0,629	-0,465	-0,67	-0,54	-0,68
τ ¹ Lup	B2 IV	19 850	3,89	-1,07	[12]	0,794	0,632	-0,509	-0,78	-0,65	-0,81
HD 37 776	B2 V	22 000	4,12	-1,10	[12]	0,737	0,569	-0,508	-0,77	-0,85	-0,80

Например, для звезды σ Sco P. Шилд и др. [35] получили значение эффективной температуры, которое почти на 6000° больше значения Уотсона. Однако возможно и другое объяснение расхождения. Дело в том, что для подавляющего большинства звезд рассматриваемого типа $T_{\text{эфф}} < < 25\,000^\circ$. Как уже отмечалось, теоретические значения $W(4471)$, использованные для нахождения величины y по формуле (4) при таких температурах, являются результатами ЛТР-вычислений [4]. В последних применены менее точные модели атмосфер, чем при вычислении $W(H_\gamma)$ [3]. Кроме того, функция источников полагалась равной функции Планка. Поэтому значения y при $T_{\text{эфф}} \leq 25\,000^\circ$, возможно, содержат ошибку, которая и привела к полученному несоответствию.

Изложенный выше метод был применен также для оценки содержания гелия в атмосферах некоторых горячих звезд с известными значениями $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ (табл. 5). Последние для этих звезд (кроме ζ Per) были найдены Ауэром и Михаласом [2] с помощью сетки моделей атмосфер, рассчитанных ими без предположения о ЛТР. Для оценки $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$ был использован простой и эффективный метод, предложенный Михаласом [5]. Следует отметить, что для одной из звезд этого списка, τ Sco, в последние годы были выполнены и другие определения указанных параметров, отмеченные в табл. 2. Ауэр и Михалас не определяли величины $N(\text{He})/N(\text{H})$, однако они нашли, что для большинства рассмотренных звезд эта величина, по-видимому, близка к 0,10, т. е. к нормальному значению. Как видно из табл. 5, наши вычисления приводят к тому же выводу. Заметим, что для звезды 9 Sgr формула Унзоляда (1) дает величину $N(\text{He})/N(\text{H})$, на порядок меньшую нормальной. К сожалению, формула (5) к данной звезде неприменима, так как наибольшее значение $T_{\text{эфф}}$, для которого известна величина C , равно $45\,000^\circ$. Ауэр и Михалас указали на возможный дефицит гелия у S Mon (15 Mon A). Наши вычисления для S Mon дают $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})] = -1,15$, т. е. если в атмосфере этой звезды и имеется дефицит гелия, то он относительно невелик и сравним с ошибкой определения $N(\text{He})/N(\text{H})$.

Особый интерес среди звезд, представленных в табл. 5, вызывают сверхгиганты. Кроме сверхгигантов ζ Ori и ϵ Ori, рассмотренных Ауэром и Михаласом, в табл. 5 приведены данные для звезды ζ Per, которую Р. Кэйрель [40] исследовал методом тонкого анализа. Для каждого из трех названных сверхгигантов величина $-\lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$ заметно меньше y , причем это различие не может быть объяснено ошибками измерения эквивалентных ширин линий H_γ и $\lambda 4471$. Причиной такого различия не могут быть также ошибки в определении $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Действительно, как видно из рис. 1—3, минимальное значение величины y равно приблизительно 0,48. В то же время значения $-\lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$, полученные из наблюдений сверхгигантов ζ Per, ϵ Ori и ζ Ori, заметно меньше 0,48.

Таким образом, разницу между значениями y и $-\lg [W(4471)/W(H_\gamma)]$ нельзя объяснить ни одной из двух причин, являющихся возможными источниками ошибок при вычислении содержания гелия предложенным методом. Если эта разница реальна, тогда из формулы (5) следует, что в атмосферах рассмотренных сверхгигантов содержание гелия в 2—3 раза превосходит нормальное значение (см. табл. 5). Однако более вероятным объяснением полученного результата можно считать следующее. Величина y , аппроксимированная выражением (6), была получена на основе моделей атмосфер, рассчитанных при предположении о плоскопараллельном строении звездной атмосферы. Однако, как отмечают сами авторы примененных моделей [2], в атмосферах сверхгигантов такое предположение не соответствует действительности. Атмосферы сверхгигантов являются протяженными, и поэтому формула (6) к ним неприменима. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением звезд, принадлежащих главной последовательности или близких к ней.

Таблица 5

Звезда	Спектр	Характеристики атмосферы		Источники	x	y	$\lg \frac{W(4471)}{W(4471)}$ $\lg \frac{N(He)}{N(H)}$	$\lg \frac{N(He)}{N(H)}$		
		Tэфф	lg g					по формуле Унзольтда	по Tэфф и lg g	по спектр. классу
9 Sgr	O5 V	50 000	4,0	[2]	0,203	1,084	-1,033	-2,06	—	—
HD 54 662	O6,5 V	41 000	4,2	[2]	0,307	0,586	-0,567	-0,90	-0,96	-0,95
S Mon	O7 V	39 000	4,2	[2]	0,332	0,531	-0,607	-1,00	-1,15	-1,15
λ Ori	O8 III	37 500	4,0	[2]	0,338	0,522	-0,513	-0,76	-0,98	-1,02
40 Lac	O9 V	37 000	4,25	[2]	0,365	0,494	-0,486	-0,70	-0,99	-0,99
HD 57 682	O9 V	35 000	3,9	[2]	0,367	0,493	-0,411	-0,51	-0,86	-0,87
AE Aur	O9,5 V	36 000	4,2	[2]	0,378	0,488	-0,477	-0,67	-0,98	-0,98
τ Sco	B0 V	31 500	4,15	[2]	0,456	0,505	-0,447	-0,60	-0,90	-0,90
ζ Ori	O9,7 Ib	31 000	3,2	[2]	0,360	0,498	-0,369	-0,44	-0,77	—
ε Ori	B0 Ia	29 000	3,1	[2]	0,384	0,486	-0,225	-0,05	-0,51	—
ζ Per	B1 Ib	27 000	3,6	[40]	0,492	0,525	-0,344	-0,35	-0,64	—

Таблица 6

Спектр	y	C	$\Delta \lg [N(He)/N(H)]$				Спектр	y	C	$\Delta \lg [N(He)/N(H)]$		
			$\Delta Sp = +\frac{1}{2}$	$\Delta Sp = -\frac{1}{2}$	$\frac{\Delta W}{W} = \pm 10\%$	$\frac{\Delta W}{W} = \pm 15\%$				$\Delta Sp = +\frac{1}{2}$	$\Delta Sp = -\frac{1}{2}$	$\frac{\Delta W}{W} = \pm 10\%$
O6	0,69	2,40	—	+0,24	$\pm 0,21$	O9,5	0,49	1,70	0	-0,02	$\pm 0,15$	$\pm 0,23$
O6,5	0,59	2,05	-0,20	+0,12	$\pm 0,18$	B0	0,50	1,80	+0,02	-0,04	$\pm 0,16$	$\pm 0,24$
O7	0,53	1,90	-0,11	+0,04	$\pm 0,17$	B0,5	0,52	2,05	+0,04	-0,04	$\pm 0,18$	$\pm 0,27$
O7,5	0,51	1,80	-0,04	+0,02	$\pm 0,16$	B1	0,54	2,45	+0,05	-0,05	$\pm 0,21$	$\pm 0,32$
O8	0,50	1,75	-0,02	+0,02	$\pm 0,15$	B2	0,58	2,75	+0,06	-0,08	$\pm 0,24$	$\pm 0,36$
O8,5	0,49	1,70	-0,02	0	$\pm 0,15$	B3	0,64	4,0	+0,12	—	$\pm 0,35$	$\pm 0,53$
O9	0,49	1,70	0	0	$\pm 0,15$							

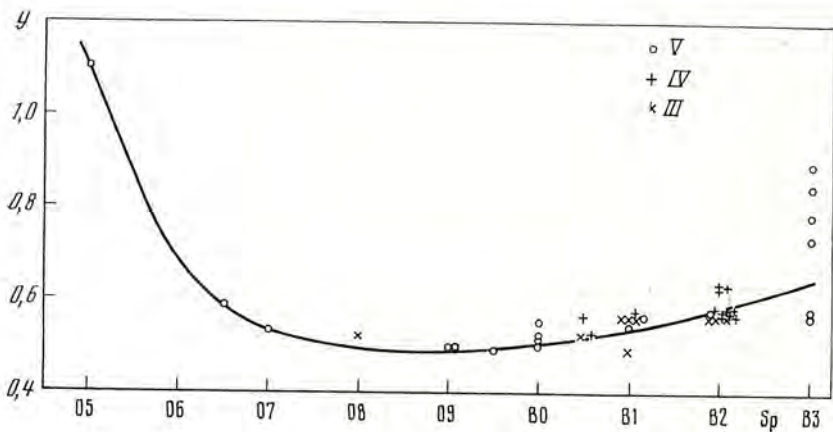


Рис. 5. Величина y как функция спектрального класса для звезд классов светимости V, IV и III

До сих пор рассмотренный метод применялся к тем звездам, для которых известны $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Оказывается, что оценку содержания гелия можно получить по спектральному классу звезды, не определяя предварительно $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Используя данные табл. 2, 4 и 5, построим зависимость величины y от спектрального класса. Из рис. 5 видно, что почти все точки, соответствующие звездам классов светимости V, IV и III, хорошо ложатся на общую кривую. Исключение составляет класс B3, где разброс точек велик. Кривая, представленная на рис. 5, позволяет сопоставить каждому спектральному классу свое значение y . Точно так же с помощью кривой, изображенной на рис. 4, для каждого спектрального класса можно найти значение C . Предварительно необходимо приписать каждому спектральному классу определенное значение $T_{\text{эфф}}$, т. е. задать шкалу эффективных температур. Для O-звезд была использована шкала Конти [28], а для B-звезд шкала Мортон-Адамса [41].

Значения y и C для каждого спектрального класса приведены в табл. 6. Здесь же указана абсолютная ошибка $\Delta \lg [N(\text{He})/N(\text{H})]$, возникающая вследствие завышения спектрального класса звезды на половину подкласса ($\Delta Sp = +1/2$) или его занижения на ту же величину ($\Delta Sp = -1/2$), а также вследствие ошибок измерения эквивалентных ширин линий. Из табл. 6 видно, что в области O7,5 — B1 ошибки в спектральном классе почти не влияют на результат. В той же области влияние ошибок в значениях W также оказывается наименьшим. Вне указанной области влияние ошибок в определении спектрального класса и эквивалентных ширин линий быстро нарастает. Особенно сильно ошибки измерения W влияют на результат для звезд класса B3. Из рассмотрения табл. 6 можно сделать вывод, что предложенный метод дает наиболее точные результаты в интервале спектральных классов B1 — O7.

В последних столбцах табл. 2, 4 и 5 представлено относительное содержание гелия для рассмотренных ранее звезд, найденное по спектральному классу звезды с помощью табл. 6 и формулы (5). Видно, что полученные таким способом значения $N(\text{He})/N(\text{H})$ мало отличаются от результатов, найденных по известным $T_{\text{эфф}}$ и $\lg g$. Далее предложенный способ оценки содержания гелия был применен к большому числу звезд классов O и B, эквивалентные ширины которых были измерены И. М. Копыловым [14] и П. С. Конти и В. Р. Альшулером [28, 29]. Всего было исследовано около 150 звезд в интервале спектральных классов от O6 до B3. Полученные результаты изображены на рис. 6. По разбросу точек видно, как влияют случайные ошибки измерения эквивалентных ширин и определения спектрального класса звезд на точность определения содержания гелия. В пол-

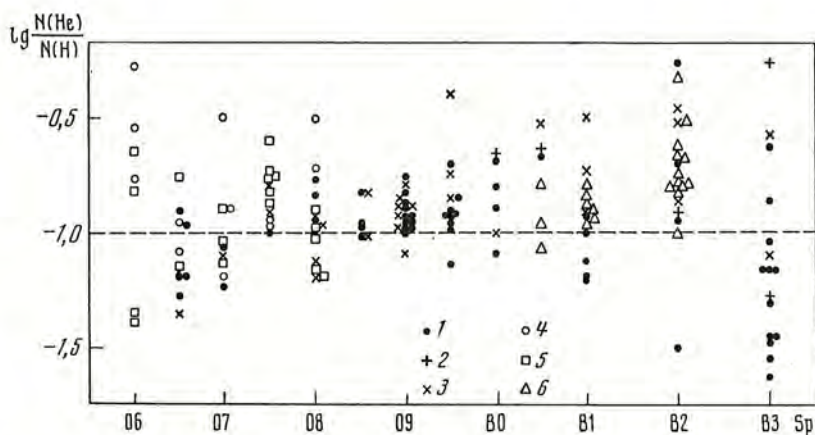


Рис. 6. Содержание гелия в атмосферах около 150 горячих звезд как функция спектрального класса

1 — класс светимости V; 2 — IV; 3 — III; 4 — класс светимости неизвестен; 5 — Of-звезды; 6 — переменные типа β СМа (β Cep)

ном соответствии с данными табл. 6 разброс точек растет от центра рассматриваемого интервала к его краям.

Для каждого типа звезд было получено среднее значение величины $\lg [N(\text{He})/N(\text{H})]$. Результаты вместе со средней ошибкой представлены в табл. 7. Для звезд главной последовательности среднее содержание гелия оказалось равным 0,10, что очень хорошо согласуется с данными других авторов. Очень близкое значение получено для Of-звезд. Для гигантов среднее значение $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,13$. Трудно сказать, действительно ли содержание гелия в атмосферах гигантов немного повышено по сравнению с нормальными звездами главной последовательности или на результаты вычислений повлияли какие-то систематические ошибки. Что касается переменных звезд типа β СМа, то для них получено $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,16$. Вопрос о содержании гелия в атмосферах таких звезд

Таблица 7

Тип звезды	Число звезд	$\lg \frac{N(\text{He})}{N(\text{H})}$
V	63	$-1,00 \pm 0,03$
III	30	$-0,87 \pm 0,04$
Of	20	$-0,94 \pm 0,05$
β СМа	21	$-0,79 \pm 0,04$

уже был рассмотрен при обсуждении результатов, представленных в табл. 4. По-видимому, необходимы более точные расчеты значений $W(4471)$ при $T_{\text{эфф}} \leq 25\,000^\circ$, чтобы решить вопрос о возможном избытке гелия в атмосферах звезд типа β СМа.

Автор выражает искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за полезные советы и замечания.

Ноябрь 1973 г.

Литература

1. A. Unsöld. Z. Astrophys., 1944, 23, 75.
2. L. H. Auer, D. Mihalas. Astrophys. J. Suppl., 1972, 24, 193.
3. D. Mihalas. Astrophys. J., 1972, 176, 139.
4. H. L. Shipman, S. E. Strom. Astrophys. J., 1970, 159, 183.

5. *D. Mihalas*. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 885.
6. *M. Scholz*. *Z. Astrophys.*, 1967, 65, 1.
7. *P. Botto, M. Hack*. *Mem. Soc. astron. ital.*, 1962, 33, 159.
8. *J. Norris*. *Astrophys. J. Suppl.*, 1971, 23, 193.
9. *L. H. Aller, J. Jugaku*. *Publ. Obs. Univ. Michigan*, 1969, 9, 203.
10. *U. Sinnerstad*. *Stockholms Obs. Ann.*, 1961, 21, N 6.
11. *R. D. Watson*. *Astrophys. J. Suppl.*, 1972, 24, 167.
12. *R. D. Watson*. *Astrophys. J.*, 1971, 169, 343.
13. *L. H. Aller, J. Jugaku*. *Astrophys. J.*, 1958, 127, 125.
14. *И. М. Копылов*. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1958, 20, 123.
15. *K. O. Wright, E. K. Lee, T. V. Jacobson, J. L. Greenstein*. *Publ. Domin. Astrophys Obs.*, 1964, 12, 173.
16. *A. А. Боярчук*. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1957, 17, 89.
17. *G. Peters, L. H. Aller*. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 525.
18. *P. L. Dufton*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1972, 159, 79.
19. *J. Berger, J. L. Greenstein*. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1963, 75, 336.
20. *K. Hunger, J. P. Kaufmann*. *Astron. and Astrophys.*, 1973, 25, 261.
21. *A. Cowley, L. H. Aller, T. Dunham*. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1963, 75, 441.
22. *R. E. A. Wolf*. *Astron. and Astrophys.*, 1973, 26, 127.
23. *D. A. Klinglesmith, K. Hunger, R. C. Bless, R. L. Millis*. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 513.
24. *R. M. Petrie*. *Publ. Domin. Astrophys. Obs.*, 1965, 12, 317.
25. *J. Norris*. *Astrophys. J. Suppl.*, 1971, 23, 213.
26. *J. Jugaku, W. L. W. Sargent, J. L. Greenstein*. *Astrophys. J.*, 1961, 134, 783.
27. *W. Buscombe*. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1969, 144, 1.
28. *P. S. Conti*. *Astrophys. J.*, 1973, 179, 161.
29. *P. S. Conti, W. R. Alschuler*. *Astrophys. J.*, 1971, 170, 325.
30. *D. M. Peterson, M. Scholz*. *Astrophys. J.*, 1971, 163, 51.
31. *A. Slettebak*. *Astrophys. J.*, 1956, 124, 173.
32. *G. Traving*. *Z. Astrophys.*, 1957, 41, 215.
33. *J. Hardorp, M. Scholz*. *Astrophys. J. Suppl.*, 1970, 19, 193.
34. *D. S. Leckrone*. *Astron. and Astrophys.*, 1971, 11, 387.
35. *R. Schild, D. M. Peterson, J. B. Oke*. *Astrophys. J.*, 1971, 166, 95.
36. *K. Kodaira, M. Scholz*. *Astron. and Astrophys.*, 1970, 6, 93.
37. *A. V. Peterson*. Thesis, 1969. California Institute of Technology, Pasadena (см. также *M. Scholz*. *Vistas in Astronomy*, 1972, 14, 53).
38. *P. L. Dufton*. *Astron. and Astrophys.*, 1972, 18, 335.
39. *J. Hardorp, W. P. Bidelman, J. Pröls*. *Z. Astrophys.*, 1968, 69, 429.
40. *R. Cayrel*. *Ann. astrophys. suppl.*, 1958, N 6.
41. *D. C. Morton, T. F. Adams*. *Astrophys. J.*, 1968, 151, 611.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ
КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА 34, 42, 69 и 205

Л. П. Метик, И. И. Проник

Проведена многоцветная фотометрия ($\lambda_{эфф}$ 3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) галактик Маркаряна 34, 42, 69 и 205. Галактики Mr 69 и Mr 205 — компактные и симметричные, галактики Mr 34, Mr 42 и Mr 69 имеют структурные детали (рис. 2). Излучение центральных областей всех изученных галактик по цветовым характеристикам близко к излучению ядер сейфертовских галактик и синхротронному излучению, а излучение ореолов Mr 34 и Mr 42 — к излучению центральных областей нормальных галактик. Ядра галактик Mr 42, Mr 69 и Mr 205 заподозрены в переменности излучения непрерывного спектра.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF FOUR COMPACT MARCARIAN GALAXIES 34, 42, 69 and 205, by L. P. Metik and I. I. Pronik. — Multicolour photometry (λ_{eff} 3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 and 7400 Å) of Markarian's galaxies 34, 42, 69 and 205 has been carried out. Galaxies Mr 69 and Mr 205 are compact and symmetric, galaxies Mr 34, Mr 42 and Mr 69 have structure details (fig. 2). All the galaxies investigated have colour characteristics rather alike to that of central parts of Seyfert galaxies and synchrotron emission, while the halo of Mr 42 and Mr 34 alike to that of the central parts of normal galaxies (fig. 4). The nuclei of Mr 42, Mr 69 and Mr 205 galaxies were suspected of the continuous emission variability.

Б. Е. Маркарян обратил наше внимание на ряд входящих в его списки наиболее компактных и голубых галактик с ультрафиолетовым континуумом, которые интересно исследовать методом многоцветной фотометрии. Предполагалось, что детальные морфологические исследования, выполненные в различных цветах, дополняют уже имеющиеся спектральные наблюдения новыми данными и приближат нас к пониманию природы интересных галактик, которые объединяются в большой группе под названием «галактики Маркаряна».

Наиболее компактные из своих галактик Б. Е. Маркарян выделил в классы s и sd, менее компактные — в классы ds и d. Он считает, что излучение галактик типа s — sd имеет нетепловую природу, а галактик типов ds — d обусловлено газом и голубыми гигантами [1]. Морфологическое исследование 30 наиболее ярких галактик типов ds и d, проведенное А. Т. Каллогляном [2], показало, что 40% из них бары, а около 30% обладают пекулярной морфологией, что отличает их от нормальных галактик, среди которых 74% баров и промежуточных между нормальными и барами и всего несколько процентов пекулярных [3].

В настоящей работе приводятся результаты исследования четырех галактик Маркаряна (34, 42, 69 и 205), данные о которых собраны в табл. 1: M_p — абсолютная фотографическая величина, z — красное смещение (цифры в спектральном типе означают степень яркости ультрафиолетового континуума, 1 — самые голубые галактики).

Мг	M_p	z	Спектральный класс	Примечания	Источник
34	$-20^m,8$	0,051	dsfe	Имеет слабую корону, сейфертовского типа	[4, 6, 7]
42	$-20,0$	0,024	s'12e	Имеет оболочку с резкими краями, сейфертовского типа	[4, 6, 7]
69	$-21,2$	0,076	sfe	Очень компактная, сейфертовского типа	[4, 7]
205	$-23,7$	0,070	sfe	Изображения как на прямых, так и на спектральных снимках не отличаются от звезд типа QSO	[5, 7, 8]

Наблюдения галактик выполнены К. К. Чуваевым и И. И. Проник на 2,6-м телескопе им. акад. Г. А. Шайна с ЭОПом и фильтровой приставкой. Масштаб изображения — $21''$ в 1 мм. Эффективные длины волн использованной установки были 3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600, и 7400 Å [9]. Для абсолютной калибровки параллельно с галактиками фотографировались внефокальные изображения звезд 76 Com ($V = 9^m10$, $B - V = 0^m547$, $U - B = 0^m028$, G0 V [10, 11]) и HD 143705 ($V = 7^m98$, $B - V = 0^m060$, $U - B = 0^m09$, G0 V [12, 13]). Прямые снимки галактик и звезд получены 10—11.VI 1969 г., 11—12.VI 1969 г., 6—7.VI 1970 г. и 7—8.VI 1970 г. с экспозициями от 16^s до 7^m .

Все фотографии были обработаны на микрофотометре МФ-2 с прямоугольной диафрагмой, вырезающей на негативе площадку размером $1'',0 \times 2'',5$. По каждому из снимков галактик было получено по два взаимно перпендикулярных фотометрических разреза, ориентиром для одного из которых служила ближайшая к галактике звезда. Направления разрезов показаны на рис. 1: 1-й разрез — $1 \rightarrow 2$, 2-й разрез — $3 \rightarrow 4$.

На рис. 2 представлены интенсивности I галактик в фотометрических разрезах в четырех фильтрах, осредненные по всем имеющимся негативам и отнесенные к интенсивностям наиболее яркой части каждой галактики $I_{ц}$. Средние квадратичные ошибки определения среднего значения $I \sim 10\%$ (для $I < 0,1 I_{ц}$ они могут доходить до 30—50%). На рис. 3 для сравнения приведен фотометрический разрез звезды, размеры которой на негативе были близки к размерам центральных областей (ц. о.) изученных галактик.

Из рис. 2 видно, что все галактики действительно очень компактны. Центральная, самая яркая часть у всех галактик равна $2''$, что является не реальной величиной, а инструментальным эффектом: $2''$ — это предел разрешения нашего прибора на 2,6-м телескопе [9]. Действительные размеры ядер галактик, по-видимому, меньше $2''$. В исследованной нами группе галактик Мг 69 и Мг 205 оказались наиболее симметричными и компактными, Мг 69 обладает оболочкой. Оболочка эта очень слабая, с уплотнением в разрезе I , расположенном на расстоянии 3—4'' от центра. Это уплотнение и вся оболочка усиливают яркость в красной области спектра. Галактики Мг 34 и Мг 42 более структурны. У Мг 42 самой примечательной морфологической особенностью, по наблюдениям Б. Е. Маркаряна [14], является слабая оболочка. Наши измерения показали, что эта оболочка имеет несимметричную форму, относительная яркость ее в фильтрах 4400 и 5280 Å больше, чем в фильтрах 3600 и 7400 Å. У Мг 34 в разрезе I в фильтрах 3600 и 4400 Å выделяется деталь на расстоянии 5'' от центра галактики. Излучение этой детали более голубое, чем излучение окружающей ее части оболочки.

По фотометрическим разрезам после калибровки их при помощи внефокальных изображений звезд и учета атмосферной экстинкции (значения которой взяты по наблюдениям В. И. Бурнашева были вычислены звездные величины центральных компактных областей, представленные

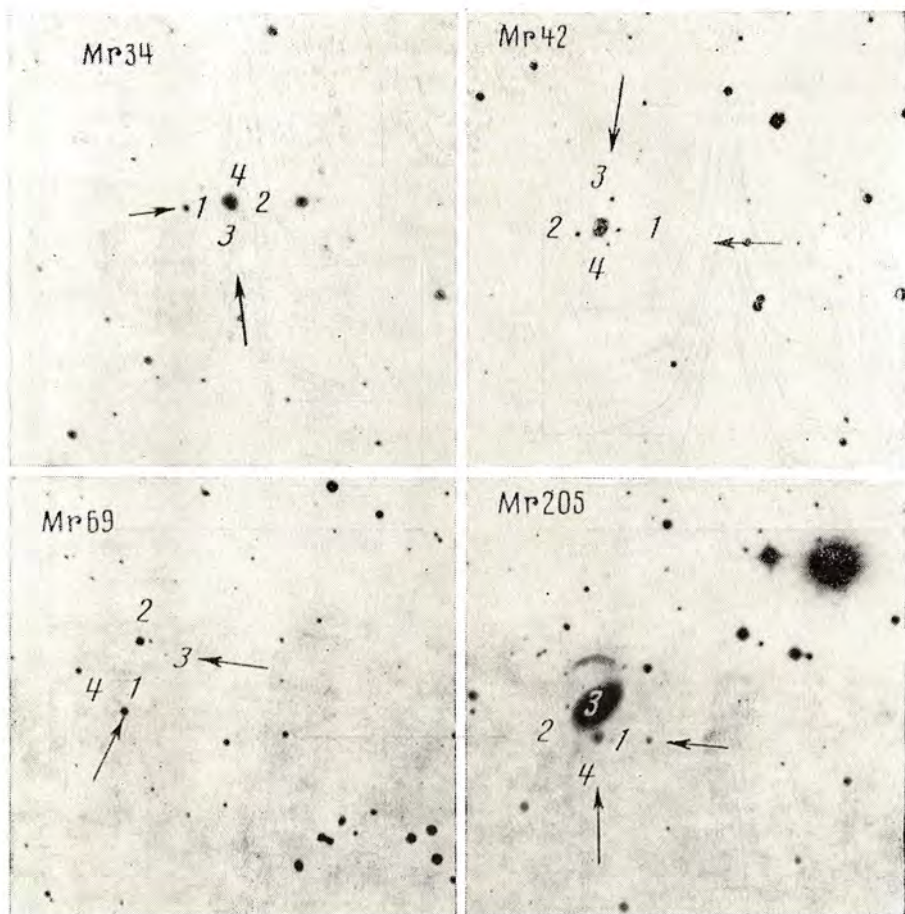


Рис. 1. Карты отождествления галактик в красных лучах, полученные по Паломарскому атласу

Размер каждой области $10' \times 10'$, север вверху, восток слева. Цифрами показаны направления фотометрических разрезов

в табл. 2. Там же для сравнения приведены оценки яркости этих галактик, полученные Б. Е. Маркарянном [4, 5], Э. А. Дибеем [16] и Д. В. Видманом [17, 18]. Из табл. 2 следует, что определения звездных величин

Таблица 2

Mг	По Маркарянну [4, 5] *		10—12.VI 1969 г.		1969 г. [16]		6—8.VI 1970 г.		24—25.VI 1971 г. [17]		III и XI 1971 г. [18]	
	m_{pg}	D	m_{4400}	D	B	D	m_{4400}	D	B	D	B	D
34	$16^m 0$	$12'' \times 25''$	$16^m 6$	$12'' 6$			$16^m 4$	$12'' 6$	$15^m 82$	$15''$		
			$16,4$	$21,0$			$16,2$	$21,0$				
42	$15,2$	12	$14,6$	$12,6$			$14,8$	$12,6$				
			$14,0$	$25,2$			$14,1$	$25,2$				
69	$16,5$	8					$15,4$	$8,4$				
							$15,0$	$21,0$				
205	$14,5$	6			$15^m 47$	$10''$	$14,6$	$6,3$	$15,83$	15	$15^m 64$	$15''$
							$14,1$	$16,8$				

* m_{pg} для Mг 34, Mг 42 и Mг 69 измерены до декабря 1966 г., для Mг 205 — до августа 1969 г.

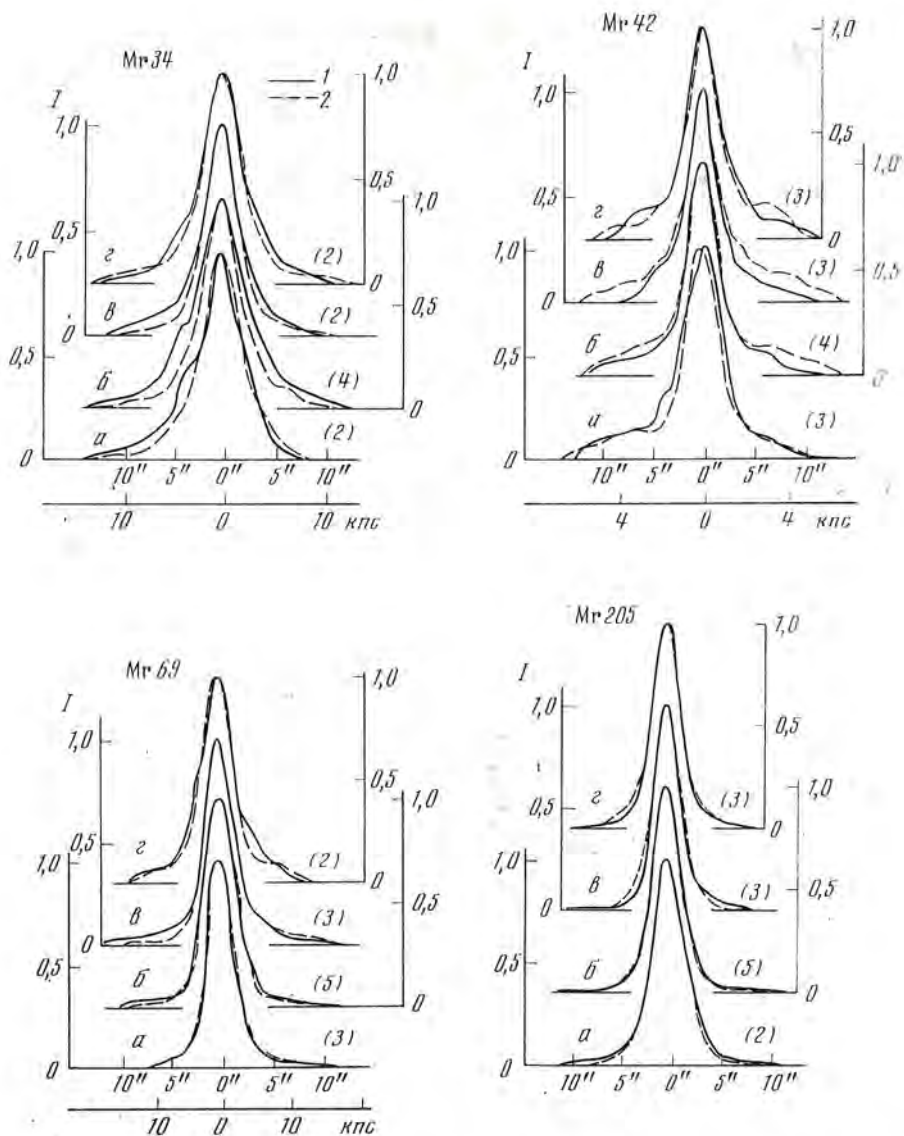


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения в фотометрических разрезах изученных галактик

$I - 1 \rightarrow 2; 2 - 3 \rightarrow 4$. Направления разрезов показаны на рис. 1. По оси абсцисс отложены расстояния в секундах дуги и килопарсеках. В скобках указано число использованных негативов: α — разрез в фильтре 3600 Å; β — в фильтре 4400 Å; γ — в фильтре 5200 Å; z — в фильтре 7400 Å

галактики Mr 34 разными авторами согласуются в пределах ошибок, тогда как звездные величины Mr 42, Mr 69 и Mr 205 неодинаковы и различия превосходят возможные ошибки. Ядра этих галактик, по-видимому, следует отнести к числу объектов, заподозренных в переменности, и проводить их регулярные наблюдения. Предположения о переменности Mr 205 были высказаны также Б. Е. Маркаряном [14] и Д. В. Видманом [18].

Калиброванные и исправленные за атмосферную экстинкцию интенсивности фотометрических разрезов затем исправлялись за влияние межзвездного поглощения по данным А. С. Шарова [20]. После этого весь фотометрический материал использовался для изучения распределения

энергии в центральных компактных областях галактик размером $6''$,3 и прилегающих к ним крыльях галактик Мг 34 и Мг 42 шириной $4''$. Результаты показаны на рис. 4. Ошибки определения средних значений интенсивности в каждом фильтре для галактик Мг 34, Мг 42 и Мг 69 меньше размеров кружков, нанесенных на рис. 4, тогда как для галактики Мг 205 они доходили до 20%. Вполне возможно, что эта галактика меняет не только блеск, но и цвет своего излучения [18].

На рис. 5 представлено вычисленное по данным рис. 4 положение изученных галактик и их ореолов на двухцветной диаграмме в системе

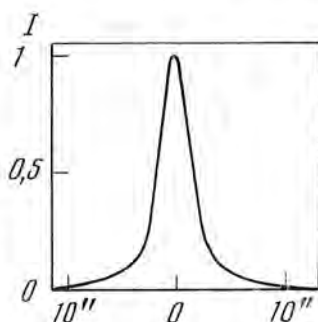


Рис. 3. Распределение интенсивности в фотометрическом разрезе звезды, полученное как среднее по восьми негативам

Тифта. Средние квадратичные ошибки определения показателей цвета в этой системе для ц. о. Мг 34, Мг 42 и Мг 69 оказались меньше 0^m03 , а для Мг 205 — до 0^m05 . На этом же рисунке изображено и положение нормальных галактик [21—23], компактных голубых деталей спиральных ветвей галактики NGC 5194 [24], ядер сейфертовских галактик по данным [25], квазаров по данным [26—30] и вычисленные нами две линии, соответ-

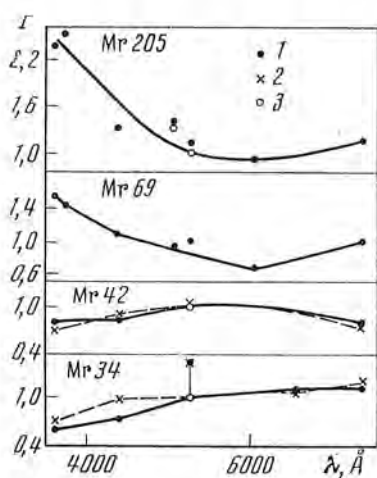


Рис. 4. Относительное распределение энергии в излучении

1 — центральных областей размером $6''$,3; 2 — ореолов галактик Маркьяна; 3 — величина интенсивности непрерывного спектра после учета эффекта зеленых эмиссионных линий [O III] согласно [8, 19]

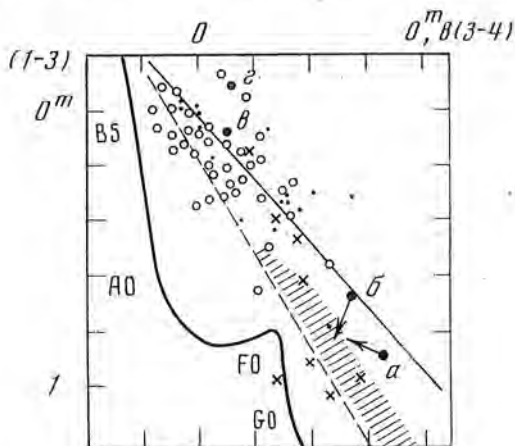


Рис. 5. Двухцветная диаграмма в системе Тифта (1 — 3730 \AA , 3 — 4860 \AA , 4 — 5950 \AA)

Заштрихованная область — центральные области нормальных галактик [21—23]; светлые кружки — группировки горячих звезд спиральных ветвей галактики NGC 5194 [24]; крестики — ядра галактик Сейферта по [25]; точки — квазары по [26—30]; темные кружки — галактики: а — Мг 34, б — Мг 42, в — Мг 69, г — Мг 205. Концы стрелок показывают положение ореолов галактик Мг 34 и Мг 42. Жирная линия — звезды главной последовательности; тонкая линия — излучение синхротронного типа $F_\nu \sim \nu^{-2}$; штриховая линия — излучение абсолютно черного тела

ствующие синхротронному излучению ($F_{\nu} \sim \nu^{-\alpha}$) и излучению черного тела. Из диаграммы следует, что излучение ц. о. изученных нами галактик по цветовым характеристикам близко к излучению квазаров и ядер сейфертовских галактик, тогда как излучение ореолов Mg 34 и Mg 42 — к излучению ц. о. нормальных галактик. Диаметры галактик Маркаряна, для которых вычислялись показатели цвета в системе Тифта, равны 6",3, что для Mg 34, Mg 42, Mg 69 и Mg 205 соответствует 6, 3, 9 и 8,5 *кпс*. Эти обширные области, судя по рис. 5, могут состоять из ранних звезд, типа звезд рассеянных скоплений, и источников синхротронного излучения. Вполне возможно также, что часть их излучения дает плотный ионизованный газ, цветовые характеристики которого не противоречат их наблюдаемым показателям цвета [15].

Мы искренне благодарны К. К. Чуваеву за предоставленный наблюдательный материал и Т. Н. Никулиной за помощь в подготовке рисунков к печати.

Октябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 1972, 8, 165.
2. А. Т. Калалоглян. *Астрофизика*, 1971, 7, 521.
3. G. Vaisouleurs, K. Freeman. *Vistas in Astronomy*, 1972, 14, 163.
4. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 1967, 3, 55.
5. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 1969, 5, 581.
6. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян. *Астрофизика*, 1969, 5, 113.
7. W. L. Sargent. *Astrophys. J.*, 1972, 173, 7.
8. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов. *Астрофизика*, 1970, 6, 357.
9. И. И. Проник, К. К. Чуваев. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1967, 38, 219.
10. H. L. Johnson, C. F. Knudsen. *Astrophys. J.*, 1955, 122, 209.
11. H. F. Weaver. *Astrophys. J.*, 1952, 116, 612.
12. O. J. Eggen. *Astrophys. J.*, 1964, 69, 570.
13. J. B. Priser. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1966, 78, 474.
14. Б. Е. Маркарян. *Астрофизика*, 1973, 9, 5.
15. Р. Е. Гершберг. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1974, 51, 117.
16. Э. А. Дибай. *Астрофизика*, 1970, 6, 350.
17. D. W. Weedman. *Astrophys. J.*, 1972, 171, 5.
18. D. W. Weedman. *Astrophys. J.*, 1973, 183, 29.
19. Э. Е. Хачикян, Д. В. Видман. *Астрофизика*, 1971, 7, 389.
20. А. С. Шаров. *Астрон. ж.*, 1963, 40, 900.
21. W. Tifft. *Astron. J.*, 1961, 66, 390.
22. W. Tifft. *Astron. J.*, 1963, 68, 301.
23. W. Tifft. *Astron. J.*, 1969, 74, 354.
24. I. Pronik, K. Chuvaev. *IAU Sympos. N 44*, 1972, 62.
25. K. S. Anderson. *Astrophys. J.*, 1970, 162, 743.
26. J. B. Oke. *Astrophys. J.*, 1966, 145, 668.
27. E. Wampler. *Astrophys. J.*, 1967, 147, 1.
28. J. B. Oke. *Astrophys. J.*, 1967, 147, 901.
29. J. B. Oke. *Astrophys. J.*, 1967, 150, L5.
30. J. B. Oke et al. *Astrophys. J.*, 1970, 159, 341.

ГОРЯЧИЕ ПЯТНА
В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИК. I.
NGC 3351

Л. С. Назарова

Галактика NGC 3351 относится к группе галактик с горячими пятнами в центральных областях [1]. По результатам детальной фотометрии центральной области галактики составлены карты распределения интенсивностей в семи цветах. Обнаружено красное ядро $D \approx 3''$, расположенное в центре между горячими пятнами. Светимость в линии H_{β} от всей центральной области галактики равна $1,2 \cdot 10^{38}$ эрг/сек. По результатам спектрофотометрических измерений определены электронные плотности и электронные температуры горячих пятен $n_e \approx 10^4$ см $^{-3}$ и $T_e \approx 7 \cdot 10^3$ °К. Обсуждается возможность представления ультрафиолетового избытка NGC 3351 вкладом в непрерывный спектр галактики излучения горячих звезд.

THE HOT SPOTS IN THE CENTRAL REGIONS IN THE GALAXIES. I. NGC 3351, by L. S. Nazarova.— The galaxy NGC 3351 belong to the small class of hot-spots nucleus galaxies. The charts of the intensity distribution in seven colors have been made on the results of the detail photometry. The red nucleus $D \approx 3''$ situated between the hot spots have been found. The H_{β} luminosity $L(H_{\beta}) = 1,2 \cdot 10^{38}$ erg s $^{-1}$ have been computed. The electron density n_e and electron temperature T_e have been determined by the results of spectrophotometric measurement: $n_e \approx 10^4$ cm $^{-3}$, $T_e = 7 \cdot 10^3$ °K. The possibility of the representation of the UV-excess by the radiation emitted by hot stars of hot spots have been discussed.

Существует сравнительно небольшая группа галактик со сложной структурой центральных областей [1]. Эти галактики в основном принадлежат к типам SAB и SB. Их центральные области имеют сходные размеры, светимости и характеризуются ультрафиолетовым избытком и радиоизлучением. Детали структуры центральных областей таких галактик образуют кольца, спирали, цепочки из сгущений, которые Морган [2] назвал «горячими пятнами».

Галактика NGC 3351 относится к этой группе, имеет морфологический класс SB(r)b по [3] и спектральный тип fg [4]. Лучевая скорость NGC 3351 равна $v = 643$ км/сек, что соответствует расстоянию до галактики 6,4 Мпс при постоянной Хаббла 100 км/сек/Мпс. Размеры центральной области, включающей горячие пятна, $20'' \times 18''$ [5].

Фотоэлектрические наблюдения, выполненные с диафрагмами от 189 до 10'', показали уменьшение показателя цвета с приближением к центру галактики [6, 7]. Э. Я. Парсамян [8] на основе трехцветной детальной фотометрии с диафрагмой $d = 5''$ обнаружила в центральной области галактики три сгущения с сильным ультрафиолетовым избытком, диаметр каждого сгущения $D \approx 3''$. Распределение энергии в непрерывном спектре при диафрагме 10'' подобно распределению энергии в спектре звезды G0 V, но начиная с 3600 Å наблюдается заметное возрастание потока в коротковолновую область [9]. Очевидно, что рост потока в ультрафиоле-

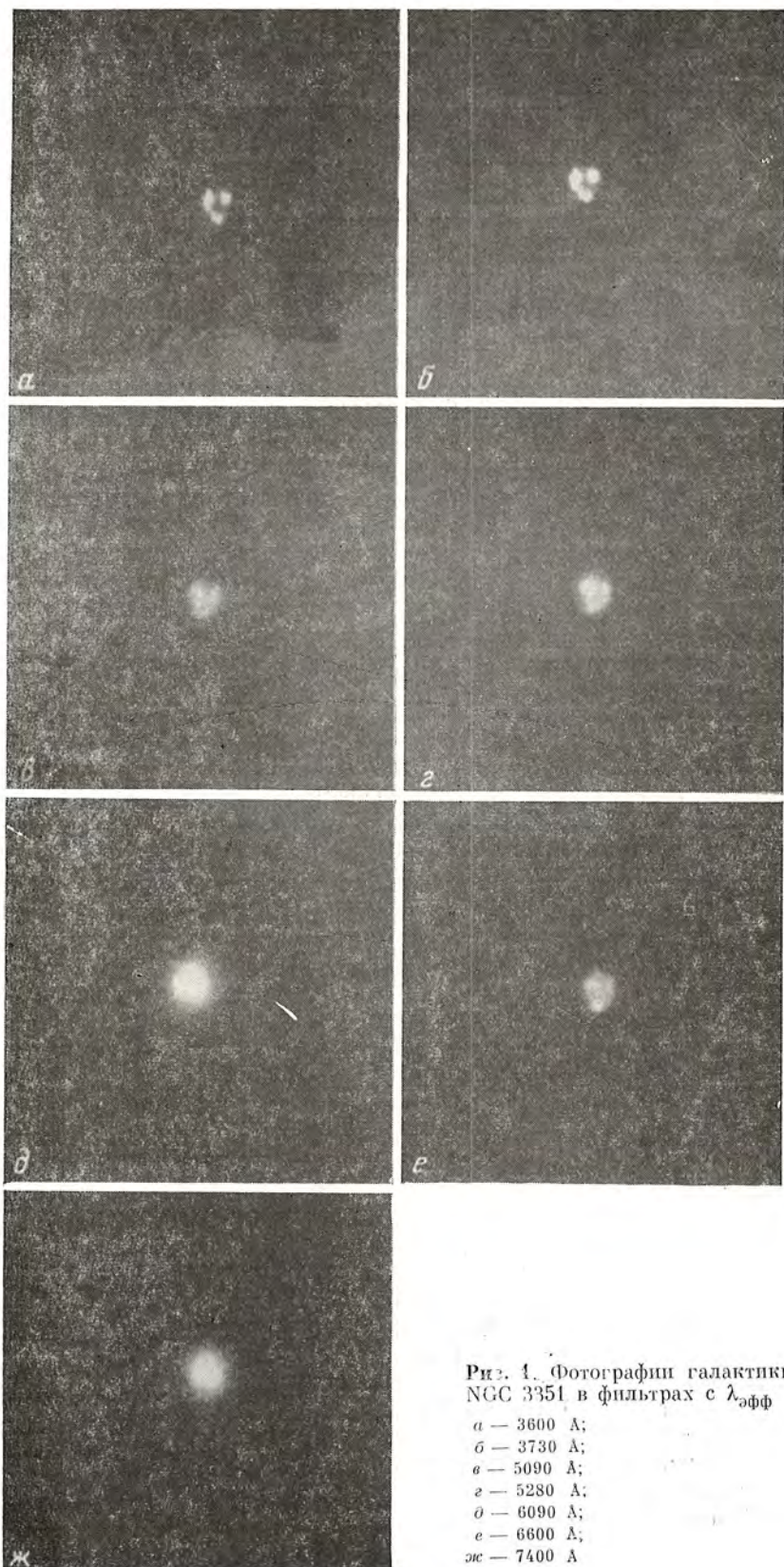


Рис. 1. Фотографии галактики NGC 3351 в фильтрах с $\lambda_{\text{эфф}}$

- a* — 3600 Å;
- б* — 3730 Å;
- в* — 5090 Å;
- г* — 5280 Å;
- д* — 6090 Å;
- е* — 6600 Å;
- ж* — 7400 Å

товой области для диафрагмы 10" и уменьшение показателя цвета с приближением к центру галактики обусловлено вкладом излучения горячих пятен.

Однако, чтобы понять природу этих голубых сгущений, необходимо получить дополнительные фотометрические и спектральные характеристики горячих пятен с большим разрешением и во всем оптическом диапазоне.

Наблюдения

Использовался материал, включающий фотографические и спектральные наблюдения, выполненные в 1968—1972 гг. Фотографии галактики были получены К. К. Чуваевым и И. И. Проник в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна Крымской астрофизической обсерватории с электронно-оптическим преобразователем. Галактика фотографировалась в семи фильтрах ($\lambda_{эфф}$ 3600, 3730, 5090, 5280, 6090, 6600, 7400 Å)

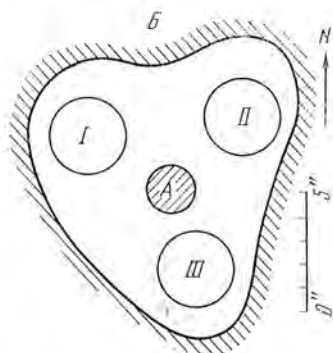


Рис. 2. Схема расположения горячих пятен (I, II, III), ядра (A) и периферии (B) в центральной области галактики

с полуширинами 400, 200, 100, 600, 200, 100, 1000 Å соответственно (рис. 1).

Методика обработки снимков и описание фотометрической системы приведены в [11]. Стандартной звездой сравнения служила 76 Сол спектрального класса G0 с $m_V = 9^m 1$.

Фотометрировалась центральная область галактики с прямоугольной диафрагмой, соответствующей на небе площадке $1'' \times 2''$. Средние значения интенсивностей получены по измерениям четырех негативов в каждом фильтре. Средние квадратичные ошибки определения средней интенсивности на разных расстояниях от центра галактики и в разных фильтрах различаются, но в общем близки к 10%. На рис. 2 дана схема расположения горячих пятен, ядра и периферии центральной области галактики: принятыми на этой схеме обозначениями будем пользоваться в дальнейшем.

Спектры пятен центральной области галактики NGC 3351 с дисперсией 100 Å/мм были получены К. К. Чуваевым и В. И. Проником на спектрографе в фокусе Несмита с применением электронно-оптического преобразователя. Спектры пятен приводятся на рис. 3.

Результаты наблюдений

По измеренным негативам составлены карты распределения интенсивностей и построены изофоты. На рис. 4 показаны изофоты в четырех фильтрах: $\lambda_{эфф}$ 3600, 3730, 6090 и 7400 Å. Числа на рис. 4 дают поверхностную яркость в единицах 10^{-16} эрг/см²·сек·Å с квадратной секунды дуги. Из рисунка видно, что пятна наиболее отчетливо выделяются в синей области спектра и практически исчезают в красных лучах, в которых

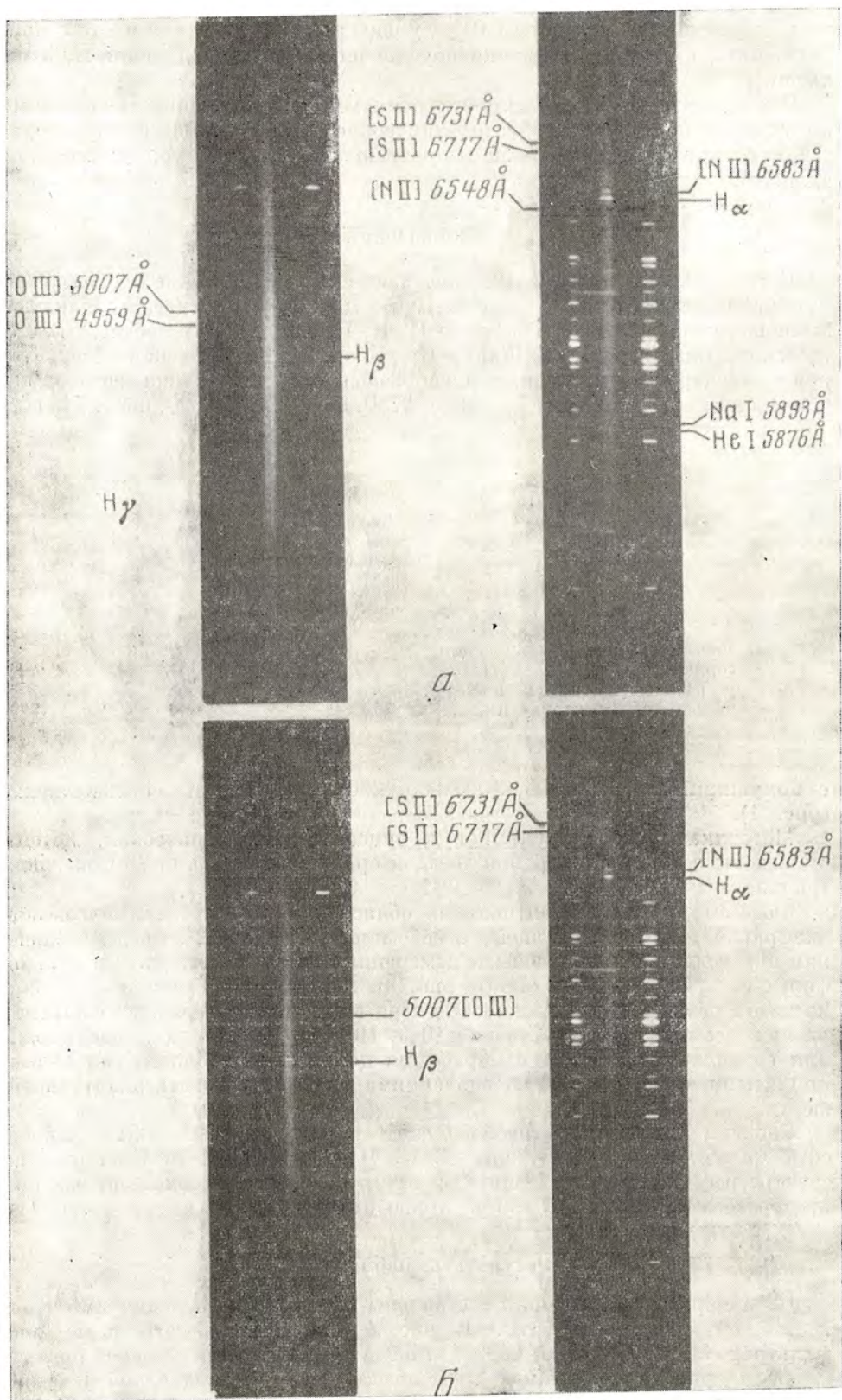


Рис. 3. Спектры пятен I и II (а) и III (б) в диапазонах длин волн от 4200 до 5800 Å и от 5800 до 7000 Å

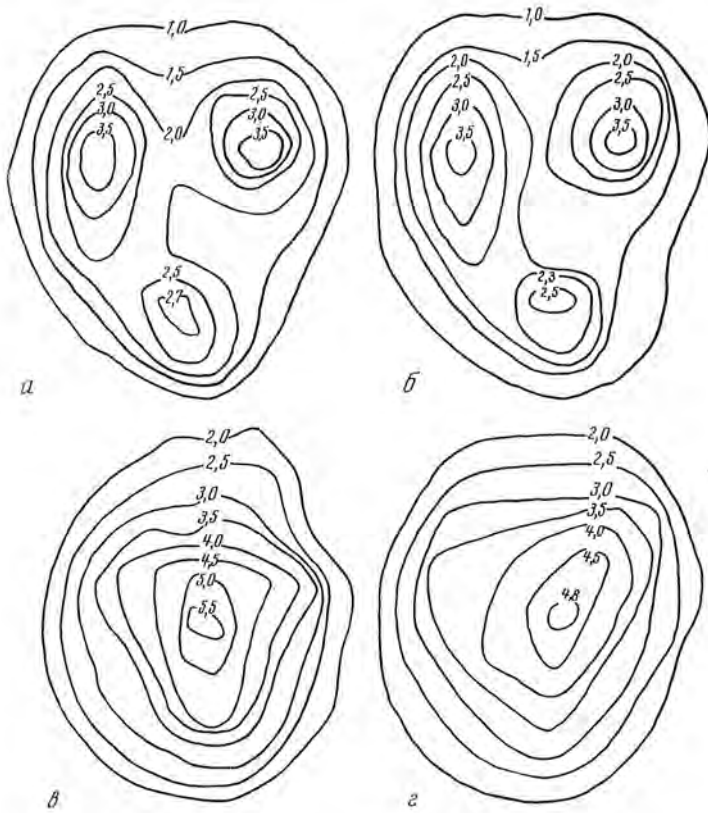


Рис. 4. Эквиденситы центральной области галактики в фильтрах
 а — 3600 Å, б — 3730 Å, в — 6090 Å, г — 7400 Å

изофоты показывают наличие центрального сгущения, совпадающего с геометрическим центром галактики и расположенного между горячими пятнами. Это центральное сгущение, по-видимому, физическое ядро галактики. В табл. 1 приведены яркости для каждого пятна и ядра галактики в единицах 10^{-15} эрг/см²·сек·Å с 3 кв. сек дуги.

На рис. 5 в относительных единицах показано распределение энергии в спектрах разных участков центральной области галактики (за единицу принят поток в фильтре 6090 Å). Интересно отметить, что распределение энергии в спектре ядра галактики и периферии центральной области практически совпадает (на рис. 5 они нанесены штрих-пунктирной линией). Такое совпадение говорит в пользу их однородного звездного состава.

Таблица 1

Фильтр	Сгущение			Ядро
	I	II	III	
3600	1,14	1,20	0,84	0,57
3730	1,21	1,22	0,81	0,60
5090	1,32	1,35	1,08	1,29
5280	1,26	1,38	1,02	1,26
6090	1,20	1,26	1,10	1,44
6600	1,86	2,4	2,10	1,95
7400	1,26	1,23	1,32	1,71

Очевидно, что наблюдаемый континуум пятен является суммой «истинного» непрерывного спектра пятен и спектра фона окружающих областей. «Истинный» континуум пятен, вычисленный в этом предположении, показан на рис. 6 (сплошная линия). Для сравнения нанесен непрерывный спектр звезды В0 V, который хорошо совпадает с найденным «истинным» непрерывным спектром горячих пятен.

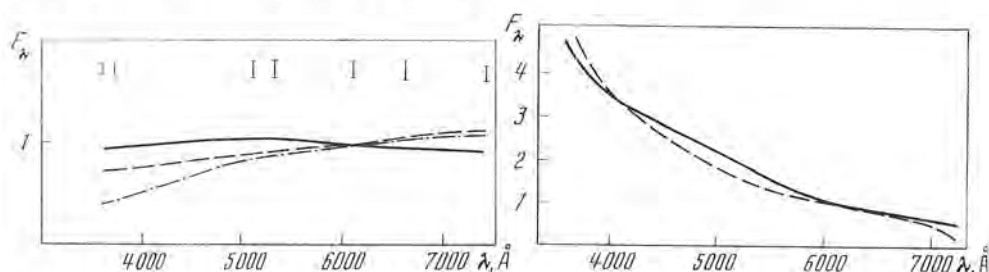


Рис. 5. Относительное распределение энергии в спектре разных частей центральной области галактики (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{эфф}$ 6090 Å)

Сплошной линией показан непрерывный спектр пятен I и II, штриховой — спектр пятна III, штрихпунктирной — непрерывный спектр ядра и периферии центральной области галактики. Вертикальные отрезки указывают на квадратичную ошибку среднего для каждого $\lambda_{эфф}$

Рис. 6. Распределение энергии в спектре горячих пятен в относительных единицах (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{эфф}$ 6090 Å)

Штриховая линия — непрерывный спектр звезды В0 V

Линии в спектре

В спектре галактики присутствуют как линии излучения, так и линии поглощения. На рис. 3 видны линии поглощения: Na I 5890—5896 Å, Mg I 5173 Å и Ca I 4226 Å, а также линии излучения H γ , H β , [O III] 4959 Å, [O III] 5007 Å, He II 4686 Å, He I 5876 Å, [N III] 6548 Å, H α , [N III] 6583 Å, [S II] 6717 Å, [S II] 6731 Å.

Таблица 2

Ион	λ , Å	w , Å	w , Å [9]
H β	4861	$7,8 \pm 1,5$	$>5,4 \pm 0,5$
[O III]	5007	$3,6 \pm 0,8$	$3,0 \pm 0,3$
[O III]	4959	$1,5 \pm 0,6$	
[N III]	6548	$3 \pm 0,3$	$>1,8 \pm 0,3$
H α	6563	31 ± 2	$13,4 \pm 0,3$
[N III]	6583	$8,2 \pm 1$	$9 \pm 0,3$
[S II]	6717	$5,2 \pm 0,5$	
[S II]	6731	$4,5 \pm 0,5$	

В табл. 2 даны эквивалентные ширины линий излучения, осредненные по трем пятнам, для сравнения в четвертом столбце приведены данные из [9].

По нашим данным, для галактики NGC 3351 отношение $I_{H\alpha} / I_{NIII_{6583}} \approx 3 \div 4$ такое же, как и для других галактик с горячими пятнами в центральных областях [11]. Линия He I 5876 Å блендируется линией поглощения Na I 5890—5896 Å, а линия He II 4686 Å слаба и не измерялась.

Обсуждение результатов

1. *Фотометрические характеристики пятен.* Как уже отмечалось, свечение газа в запрещенных линиях [O III], [N II] и [S II] локализовано в областях горячих пятен. Свечение в водородных линиях создается большим объемом с $r = 5''$, охватывающим горячие пятна и ядро, причем максимумы интенсивностей в линиях водорода и в запрещенных линиях совпадают. Свечимость в линии H_{β} , полученная по данным фотометрии, от всей центральной области галактики равна $1,2 \cdot 10^{38}$ эрг/сек, средняя электронная плотность $0,65 \text{ см}^{-3}$ и масса излучающего газа $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Если предположить, что газ ионизируется звездами ранних спектральных

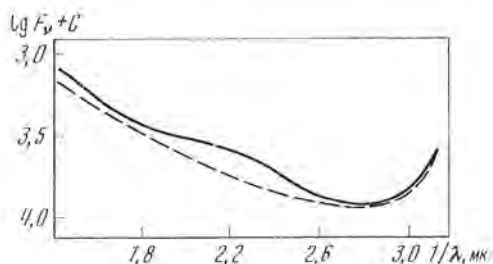


Рис. 7. Непрерывный спектр всей центральной области галактики NGC 3351

классов B0 — B5 V, тогда в центральной области галактики NGC 3351 потребуется наличие 10^5 — 10^6 таких звезд. Однако наблюдаемая сложная структура центральной области галактики может быть вызвана не только реальным различием звездного состава пятен и окружающего фона, но также и хаотическим расположением пылевых облаков. Масса пыли, необходимая для изменения видимого непрерывного спектра горячих пятен в поздний спектр ядра, равна $1 \cdot 10^5 M_{\odot}$ при $CE_{6600-3600} = 1$, размере пылинок $0,5 \text{ мкм}$ и плотности пыли $2 \cdot 10^{-25} \text{ г/см}^3$. Отношение массы газа к массе пыли для центральной области NGC 3351 равно приблизительно 3. Оцененная масса пыли представляется аномально большой, так как аналогичные оценки для нашей Галактики дают $M_{\text{пыль}}/M_{\text{газ}} \approx 10^2$. Эта оценка массы пыли является нижним пределом, так как поток в непрерывном спектре центральной области галактики заметно возрастает в коротковолновую область от 3600 \AA [9]. Нами также не учитывалось усиление коротковолнового излучения при приближении к ядру галактики.

Для объяснения ультрафиолетового избытка центральной области галактики NGC 3351 предполагались два механизма: скопление ранних звезд и нетепловое излучение. Воронцов-Вельяминов и Ван ден Берг подчеркивали важное космогоническое значение тех случаев, когда в центральных областях присутствуют ранние звезды. Эти звезды должны образоваться сравнительно недавно, и их существование является кратковременной стадией в жизни центральной области галактики.

Полученный в нашей работе истинный непрерывный спектр пятен похож на непрерывный спектр ранних звезд классов B0—B5 V, которых необходимо 10^5 — 10^6 для объяснения ионизации газа. Исходя из этих данных был построен составной спектр звезд B0 V, G0 V и M0 V, взятых в соотношении 1 : 14 : 220. На рис. 7 построенный составной спектр нанесен штриховой линией. Сплошной линией нанесен непрерывный спектр всей центральной области галактики NGC 3351 по данным [9], так как для сравнения с построенным составным спектром необходима область короче 3600 \AA , которая нами не измерялась.

Из рис. 7 видно, что наблюдаемый и составной спектры совпадают. Конечно, звездный состав центральных областей галактик сложен и представление его тремя типами звезд является только первым приближением.

2. *Физические характеристики пятен.* Электронная плотность опре-

делена по отношению интенсивностей линий $J_{\lambda 8737}/I_{\lambda 6717}$ [12] и равна 10^4 см^{-3} , а электронная температура определялась по отношениям линий $I_{\Sigma[\text{NII}]6583+6548}/I_{\text{H}\beta}$ и $I_{\Sigma[\text{OII}]4959+5007+[\text{OII}]3727}/I_{\text{H}\beta}$ [13] в предположении нормального обилия кислорода и азота. Эквивалентная ширина $\lambda 3727 \text{ \AA}$ взята из [9]. Температура, найденная двумя методами, $T_e \approx 7 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$. Из сравнения фотометрических и спектральных характеристик пятен получен объемный коэффициент скважности среды, равный $6,5 \cdot 10^{-5}$, и эффективный радиус излучающей области — $6,4 \text{ пс}$.

Автор выражает большую благодарность К. К. Чуваеву, И. И. Проник и В. И. Пронику за предоставление снимков и спектров галактики, полученных с ЭОП, а также К. К. Чуваеву, И. И. Проник и В. А. Темченко за обсуждение результатов работы.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Нестационарные явления в галактиках. Ереван, 1968, стр. 101.
2. W. Morgan. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1958, 70, 364.
3. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs. Reference Catalogue of Bright Galaxies, 1964.
4. W. W. Morgan. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1959, 71, 394.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астрон. ж., 1965, 42, № 6.
6. W. G. Tifft. Astron. J., 1961, 66, N 8.
7. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Г. Зайцева, В. Лютый. Астрон. ж., 1972, 49, вып. 1.
8. Э. Я. Парсамян. Астрофизика, 1967, 3, вып. 4.
9. D. Alloin. C. r. Acad. sci. Paris, 1971, Ser. B 272, 909.
10. E. M. Burbidge, G. M. Burbidge. Astrophys. J., 1965, 142, 694.
11. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 219.
12. H. E. Saraph, M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1970, 148, 367.
13. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 291.

МОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЦА С ВЫСОКИМ УГЛОВЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

А. Н. Бабин

Описывается модернизация коронографа КГ-1 путем изготовления и установки нового объектива диаметром ~ 21 см и некоторого изменения оптической схемы, в результате достигнуто теоретическое разрешение объектива ($0",8$ в свете H_{α}).

На основании анализа установки ИПФ в параллельном и сходящемся пучке показано, что при высоком оптическом качестве фильтра оба способа дают одинаковые результаты, однако первый из них обеспечивает большее поле зрения. Исследование других главных максимумов H_{α} -фильтра Halle, проведенное на спектрографе, показало, что один из них ($\lambda 6076,9 \text{ \AA}$) столь же хорош, как и в области H_{α} , остальные не пригодны для монохроматических наблюдений. Предлагается использовать этот максимум для получения снимков в непрерывном спектре.

Для выбора оптимального масштаба изображения при помощи миры малого контраста ($\leq 10\%$) определена разрешающая способность аэрофотоэмульсий «тип 17 и 18», которая оказалась равной соответственно около 20 и 30 мм^{-1} (для высококонтрастной миры сивачонки дает 115 и 260 мм^{-1}). Сравнение отечественной пленки «тип 18» с лучшими зарубежными, применяемыми для H_{α} -наблюдений (Eastman Kodak 4E, SO 375 и SO 392), показало, что по чувствительности и разрешению наша пленка не уступает кодаковским, но несколько проигрывает им по контрастности ($\gamma \approx 2,6 \div 2,9$ и $\gamma \geq 3,5$ соответственно). Даны некоторые советы по работе с пленкой «тип 18», которая рекомендуется для монохроматических наблюдений Солнца.

HIGH-RESOLUTION MONOCHROMATIC OBSERVATIONS OF THE SUN, by A. N. Babin. — The modernization of the Crimean coronagraph used for H_{α} -observations is described. By means of a new 21-cm objective, slightly changed optical system (giving a 12-cm final solar image) and Halle 0.5 \AA H_{α} -filter the best resolution of 0.8 arc. sec, i. e. a theoretical resolution of the objective, was attained using the Type 18 emulsion and exposures of about $0^{\text{s}}.2$.

In order to have the optimum image diameter, the resolving power of the isopanchromatic Type 17 and 18 emulsions with a resolution of 115 and 260 lines/mm respectively was studied for a test-object contrast of $\leq 10\%$. It was found to be about 20 and 30 lines/mm. The comparison of the fine-grained Type 18 film with Eastman Kodak emulsions 4E, SO 375 and SO 392 showed that they have approximately the same resolution and sensitivity, but the former has a lower contrast ($\gamma \approx 2.6 \div 2.9$ and $\gamma \geq 3.5$ respectively). Type 18 emulsion is recommended for monochromatic observations.

Spectroscopic investigation of the principal transmission maxima of Halle H_{α} -filter revealed that one of them located at $\lambda 6076.9 \text{ \AA}$ is as good as H_{α} -band, others are not suitable for monochromatic observations. The $\lambda 6076.9$ maximum was used to take filtergrams in the light of narrow band of continuum.

В последние годы появилась целая серия инструментов, предназначенных для высококачественных наблюдений Солнца с поверхности Земли. Сюда относятся куде-рефрактор на острове Капри (ФРГ) [1], 30-см рефрактор в Кулгуре (Австралия) [2], четверенный телескоп на озере

Биг-Бер (США) [3] и др. Эти инструменты очень различаются по конструкции, а общим является то, что при выборе места для них и их проектировании все было подчинено главной цели — получению (систематически!) наблюдательного материала с разрешением $1''$ и лучше.

В Крымской астрофизической обсерватории монохроматические наблюдения Солнца в свете H_{α} проводятся на коронографе КГ-1 [4] с 1951 г., однако даже в лучших случаях разрешение было не выше $\sim 3''$. Это объясняется тем, что применялась диафрагма Лио (l_2 на фиг. 2 [4]) диаметром около 15 мм, ибо только в этом случае свет от всего диска Солнца проходит через выходное отверстие интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ) без виньетирования и вредных рефлексов. В результате действующее отверстие объектива составляло всего около 60 мм. Поэтому первая попытка повышения разрешения на снимках, полученных на КГ-1, которую мы предприняли в апреле 1967 г., была направлена на то, чтобы «пропустить» через ИПФ свет от регистрируемого на фотопленке участка поверхности Солнца, прошедший через полное отверстие объектива коронографа (диаметр около 130 мм). Для этого удаляется линза поля O_2 , а оборачивающая система O_3 (фиг. 2 [4]) заменяется на более короткофокусную. В качестве последней использовался двухлинзовый объектив диаметром 40 мм и с фокусным расстоянием $F \approx 36$ см, что примерно в 2,5 раза меньше фокусного расстояния O_3 , во столько же раз увеличивается масштаб на пленке (вместо $\sim 40''/мм$ стал $\sim 15''/мм$).

С помощью такой системы и установленного с мая 1970 г. нового H_{α} ИПФ фирмы Halle при монохроматических наблюдениях вспышки балла 3b была обнаружена тонкая структура вспышечных лент в виде перепутанных волоконцев и узелков, имеющих поперечники около 2—3'' [5]. При этом отмечалось, что их истинные размеры могут быть заметно меньше, так как реальное разрешение составляло около $1'',5$ и было близким к теоретическому разрешению объектива КГ-1 в H_{α} . Таким образом, дальнейшее повышение углового разрешения было возможно лишь при увеличении диаметра объектива коронографа. Однако целесообразно рассмотреть и другие факторы, определяющие реальное разрешение на фотопленке.

1. Модернизация КГ-1 и рассмотрение возможных источников искажения изображений

Следует сразу отметить, что при всех переделках КГ-1 нам всегда следует предусматривать возможность быстрого восстановления первоначальной схемы (поле зрения около $35'$), дающей возможность проводить патрульные наблюдения (когда это необходимо), а также выполнять программу по наблюдению протуберанцев.

Прежде всего было решено увеличить диаметр объектива коронографа до ~ 20 см, чтобы можно было уверенно получать разрешение $1''$. Новый объектив был изготовлен нами из стекла К8, — это тонкая плосковыпуклая линза (толщина в центре около 10 мм), диаметр свободного отверстия около 210 мм, фокусное расстояние F (которое мы по возможности старались получить таким же, как у старого объектива) около 350 см в свете H_{α} . При изготовлении контроль качества объектива проводился теневым методом в автоколлимации с помощью контрольного плоского зеркала. Чтобы не мешал хроматизм, в качестве светящейся щели использовалась выходная щель монохроматора УМ-2. Позже качество объектива было проверено по дифракционному изображению точки, освещенной ртутной лампой высокого давления. Точка располагалась на расстоянии примерно $6F$ от объектива. В свете зеленой линии ртути дифракционная картина была практически идеальной.

Таким образом, от объектива можно было ожидать разрешения, близкого к теоретическому (в свете H_{α} $1,22 \lambda/D \approx 0'',8$).

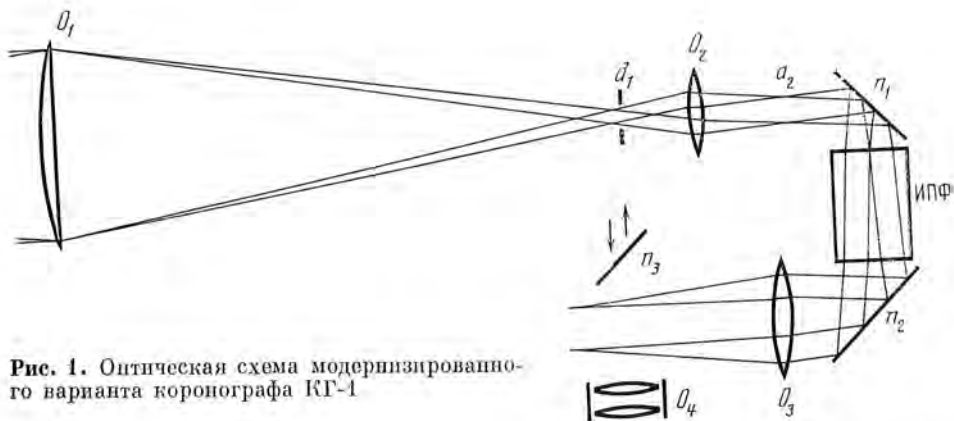


Рис. 1. Оптическая схема модернизированного варианта коронографа КГ-1

Объектив установлен на коронографе на месте старого. При патрульных наблюдениях, а также при невысоком качестве изображений используется первоначальная схема (диаметр изображения Солнца на пленке около 50 мм), в этом случае объектив диафрагмируется примерно до 80 мм. При хороших изображениях эта диафрагма убирается, а в схеме коронографа производятся изменения, о которых говорилось выше, в результате она приобретает вид, изображенный на рис. 1.

В фокальной плоскости объектива O_1 расположена диафрагма d_1 , вырезающая из изображения Солнца интересующий нас участок. Эта диафрагма довольно сильно нагревается (поглощая около 500 кал/мин), и для того, чтобы около нее не возникало конвективных потоков воздуха, искажающих изображения, ее обычно охлаждают либо водой [6], либо воздухом [1, 2]. Наша диафрагма пока не имеет непрерывно действующего охлаждения, так как особой необходимости в этом не обнаружено. Возможно, это связано с ее конструкцией (рис. 2). Массивная медная диафрагма d_1 утоплена в хорошо зачерненную с внутренней стороны трубку l , нижний конец которой герметически закрыт объективом O_2 , что, по-видимому, и препятствует возникновению искажающих изображения конвективных потоков. О параметрах объектива O_2 мы говорили выше. В принципе в качестве оборачивающей системы может быть использована линза, изготовленная из такого же стекла, как и главный объектив O_1 . В случае ахроматизации остальной оптики при такой комбинации на месте окончательного фокуса будет сохраняться постоянный масштаб при наблюдениях в разных длинах волн.

Поскольку фокальные плоскости O_1 и O_2 совмещены, свет от каждой точки Солнца идет после O_2 параллельным пучком диаметром около 20 мм, однако все эти пучки пересекаются в том месте (d_2), где O_2 строит изображение входного отверстия. При наблюдениях, требующих минимума рассеянного света, здесь можно поставить диафрагму Лью, обрезавшую свет, дифрагированный на краях объектива O_1 . Далее свет отражается от зеркала n_1 , проходит через ИПФ, вторично отражается от n_2 и окончательное изображение (эквивалентный фокус около 13 м) строится системой O_3 . Отметим, что проверка зеркал n_1 и n_2 обнаружила у них отклонение от плоскости на «яму», суммарная ошибка достигала $\lambda/3,5$ на диаметре 30 мм, однако на диаметре 20 мм она уменьшается до несущественной величины $\lambda/8$. Тем не менее для уменьшения температурных эффектов эти зеркала были заменены на высококачественные сигналовые, изготовленные в нашей оптической мастерской. Поскольку при наблюдениях с разными масштабами пропорционально изменяется используемое отверстие главного объектива, то поверхностная яркость изображения Солнца остается постоянной и при съемке на пленку «тип 17» (ИПФ Halle, полоса 0,5 Å, контрастный элемент введен) экспозиция равна 0^s05.

Рассмотрим теперь вопрос о рациональном использовании интерференционно-поляризационного фильтра. Возможны различные схемы установки ИПФ (см., например, [7]), но суть их сводится к тому, что фильтр стоит либо в параллельном пучке (рис. 1), либо перед фокусом в сходящемся пучке. Чтобы ИПФ не ухудшал изображения, в обоих случаях он должен обеспечивать теоретическое разрешение для отверстия, равного сечению фильтром пучка, который идет от одной из точек солнечного изображения (d на рис. 3). Проанализируем ход лучей через ИПФ для системы, близкой к используемым в [1] и [2] (диаметр объектива $D = 30$ см, эквивалентный фокус $F \approx 15$ м), когда передний срез фильтра находится примерно в 50 см от фокуса (рис. 3, а, изображены крайние невиньетированные пучки). В данном случае ИПФ должен обеспечивать разрешение, равное теоретическому для $d = 10$ мм, линейное поле зрения около 20 мм, что для указанной выше системы дает угловое значение поля около 4'. 5. Используя тот же фильтр в параллельном пучке (рис. 3, б) с теми же требованиями к его угловому разрешению (т. е. диаметр изображения входного зрачка равен 10 мм), мы должны будем применять оборачивающую систему (аналогичную O_2 на рис. 1), которая в 30 см/1 см = 30 раз уменьшает изображение объектива и примерно во столько же раз увеличивает угловое расхождение между пучками, идущими от разных точек Солнца. Поскольку полное угловое поле зрения ИПФ Halle около 5°, значит через фильтр можно пропустить свет от участка на Солнце размером около 10' (5° : 30). Обратим внимание на то, что отверстие ИПФ будет оптимально использоваться в том случае, когда изображение входного зрачка строится вблизи центра фильтра, однако тогда мы не можем при необходимости поставить диафрагму Лью. Компромиссным будет решение, когда изображение входного зрачка строится перед фильтром, вблизи его входного отверстия.

Таким образом, установка ИПФ в параллельных пучках света дает возможность увеличить угловое поле зрения и тем самым более полно использовать его широкоугольность. С другой стороны, линейный размер поля зрения, определяемый установленным вблизи фокуса ИПФ (свободная апертура фильтра на входе 30 мм, на выходе 28 мм), хорошо согласуется с размером кадра (18 × 24 или 16 × 22 мм²) обычно используемых

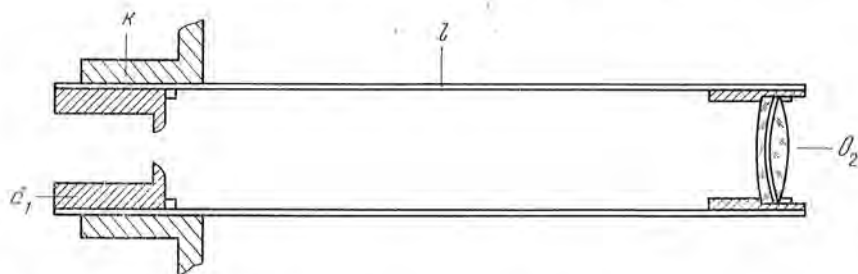


Рис. 2. Диафрагма поля зрения d_1 и оборачивающая система O_2

При наблюдениях в разных λ фокусировка производится перемещением трубки l относительно станины k , закрепленного в трубе КГ-1

регистрирующих камер. Следовательно, если не применять широкоформатных кинокамер, то большое поле зрения при работе ИПФ в параллельных пучках можно использовать лишь для визуальных наблюдений. В результате приходим к выводу: хороший фильтр (типа Halle) дает практически одинаковые результаты в любой схеме установки, плохой (по оптическим качествам) фильтр лучше ставить в сходящемся пучке вблизи фокуса.

Чтобы увеличить количество информации, получаемой с помощью ИПФ, желательно использовать и другие его максимумы пропускания.

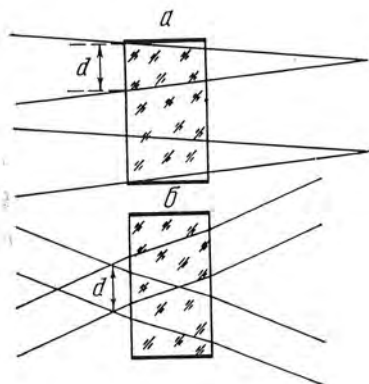


Рис. 3. Ход крайних неинтерферированных лучей через ИПФ
 а — ИПФ перед фокусом;
 б — ИПФ в параллельных пучках;
 масштаб по горизонтальной оси
 сжат в 10 раз

С помощью спектрографа [8] мы исследовали H_{α} -фильтр Halle (№ 102) без входного интерференционного фильтра. Было обнаружено, что соседний максимум ИПФ, столь же хороший, как и в области H_{α} , попадает на очень слабую линию $\lambda 6076,9 \text{ \AA}$, около которой находятся большие участки непрерывного спектра. Далее в коротковолновой области максимумы различных ступеней ИПФ настолько «развезжаются», что не пригодны для монохроматических наблюдений. Поэтому мы решили использовать указанный выше максимум для съемок в непрерывном свете (при этом расширяем полосу до 1 \AA , лайншифтер фильтра ставим в положение $\pm 1 \text{ \AA}$, входной интерференционный фильтр заменяем на другой, выделяющий $\lambda 6080 \text{ \AA}$, и перефокусируем оборачивающую систему O_2 , — все это занимает не более 1^m , экспозиция та же, что и для H_{α}). На рис. 4 приведена фотография, полученная таким путем. Хотя здесь значительно реже будет достигаться полное разрешение, чем это получалось бы при съемках в широком участке непрерывного спектра с очень короткой

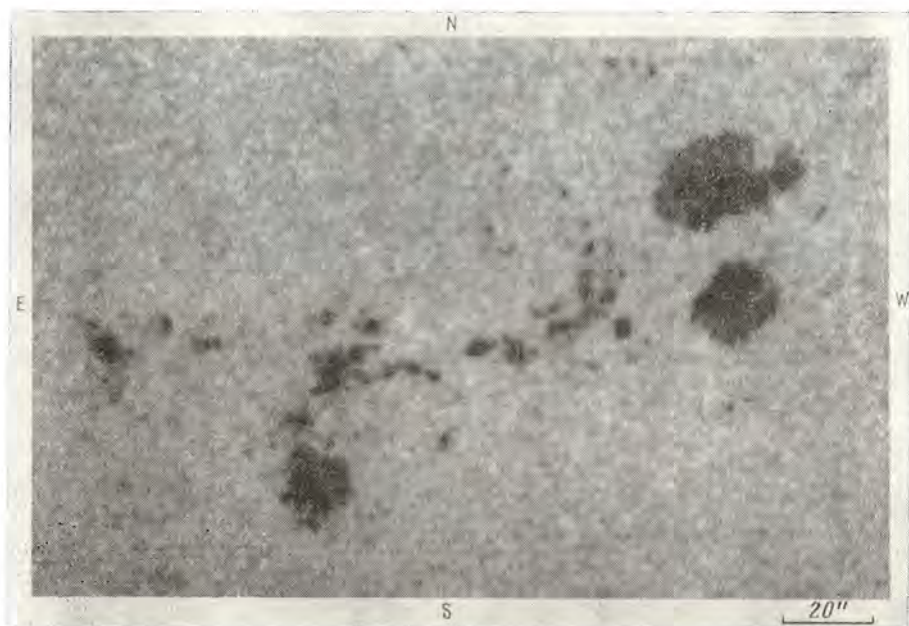


Рис. 4. Фотография группы пятен (12 S, 04 W) 8.IX 1973 г., $14^h 19^m UT$ в узком участке непрерывного спектра (фильтр Halle, 1 \AA , $\lambda 6076,9 \pm 1 \text{ \AA}$)



Рис. 5. Фотография двух активных областей на северо-востоке Солнца 22.IX 1973 г., $06^{\text{h}}32^{\text{m}}UT$ (фильтр Halle $0,5 \text{ \AA}$, H_{α})

экспозицией, однако для работ, где проводится сопоставление одновременно полученных фотографий в H_{α} и непрерывном свете (например, [9]), даже полезно иметь примерно одинаковое разрешение на обоих снимках.

Таким образом, рассмотрев и устранив на КГ-1 все возможные источники искажения изображений (о выборе фотоматериалов и масштаба см. ниже), нам удалось достигнуть теоретической разрешающей способности нового объектива ($0,8''$ в H_{α}) и при отличных изображениях систематически получать фотографии Солнца в H_{α} (рис. 5), не уступающие лучшим из опубликованных (см., например, [10]).

2. О применяемых фотоматериалах и выборе масштаба изображений

Общеизвестно, что для получения хороших фотографий Солнца требуется возможно более короткая экспозиция, следовательно, нужна фото- пленка высокой чувствительности. Из-за малого контраста деталей на Солнце желательна достаточно высокая контрастность фотоматериала, и, наконец, для получения максимальной информации требуется хорошее разрешение фотопленки.

В течение многих лет на КГ-1 применяется аэрофотопленка изопан- хром «тип 17», которая обладает высокой чувствительностью (~ 500 ед. ГОСТ 0,85), но имеет невысокий контраст ($\gamma \approx 1,7 \div 1,9$) и умеренную разрешающую способность ($115 \div 120 \text{ мм}^{-1}$ [11]).

С 1970 г. мы начали применять изопанхроматическую аэрофотопленку «тип 18». Проведенные нами испытания показали, что эта пленка заметно превосходит «тип 17» по контрастности ($\gamma \approx 2,6 \div 2,9$), по разрешающей способности ($250\text{--}260 \text{ мм}^{-1}$ [11]), но примерно в 4 раза уступает ей по чувствительности (в свете H_{α}).

Ясно, что для оптимального использования чувствительности и разрешения фотоматериала нужно согласовать масштаб изображений с разрешающей способностью пленки. И здесь мы столкнулись с рекомендациями, которые нам представляются неверными. Например, смысл советов Кинэна [12] по выбору фокусного расстояния телескопа сводится к тому, что наименьшее расстояние между деталями, которые мы хотим разрешать, должно быть равно наименьшему промежутку между штрихами, которые разрешает эмульсия. Так, если мы хотим разделять образования, отстоящие на $0,1$, на эмульсии Kodak «тип 649» (разрешение 1000 мм^{-1}), то диаметр изображения Солнца должен быть равен 2 (!) см. Однако в этом случае совершенно игнорируется тот факт, что при определении разрешающей способности фотоматериалов производится экспонирование соответствующей штриховой миры *абсолютного* (т. е. 100%) контраста и затем визуально находится предельно разрешенная частота штрихов на 1 мм на полях разной плотности [11]. Известно, что человеческий глаз в условиях оптимальной освещенности видит штрихи отдельно, если «провал» между ними составляет около 1,5% [13]. Таким образом, обычно используемые данные о разрешающей способности фото- эмульсий относятся к случаю, когда абсолютно контрастные штрихи на фотоизображении имеют контраст всего лишь около 1,5%. Исключая пятна, хромосферные везикулы и протуберанцы, солнечные образования имеют очень низкий контраст (в свете H_{α} — вплоть до нескольких процентов). Поэтому очевидно, что при регистрации изображений Солнца, а также и при спектральных наблюдениях разрешение пленки будет существенно более низким.

Возможны два способа его оценки. Первый заключается в том, чтобы определить разрешающую способность фотоэмульсии с помощью миры *низкого* контраста. Второй путь состоит в использовании частотноконтрастных функций, характеризующих степень убывания контраста штрихов на пленке с ростом их частоты.

Поскольку мы не имели данных о частотноконтрастных функциях обеих используемых нами пленок, было решено провести исследование этих фотоматериалов первым способом. Для этого фотографическим методом были изготовлены две копии миры с контрастом штрихов K около 10 и 50%:

$$K = (E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}}) / E_{\text{макс}},$$

где $E_{\text{макс}}$ и $E_{\text{мин}}$ — освещенности соответственно на осях штриха и промежутка между штрихами.

Ввиду отсутствия специальной аппаратуры испытания пленок проводились путем фотографирования миры с помощью камеры ФЭД (мы

Пленка	Разрешение, мм^{-1} ($K=50\%$)		Разрешение, мм^{-1} ($K\leq 10\%$)	
	на пределе	уверенно	на пределе	уверенно
Тип 17	56	45	27	22
Тип 18	94	66	44	34

не знаем частотноконтрастной функции нашего объектива $F = 50 \text{ мм}$, задиафрагмированного до $F/10$, однако визуальная проверка показала, что в таком виде его разрешение близко к теоретическому и составляет около 160 мм^{-1}). Результаты исследования представлены в таблице.

Таким образом, разрешающая способность, определенная по миру малого ($\leq 10\%$) контраста, составляет около 22 мм^{-1} для пленки «тип 17» и около 34 мм^{-1} для «тип 18». При этом следует заметить, что это разрешение получено для *параллельных штрихов*, а в случае точечных объектов оно может быть еще ниже (особенно для имеющей существенно более крупное зерно пленки «тип 17»), поэтому ориентировочно полученные значения стоит уменьшить до $\sim 20 \text{ мм}^{-1}$ для «тип 17» и до $\sim 30 \text{ мм}^{-1}$ для «тип 18». Очевидно также, что при дальнейшем уменьшении контраста мира эти числа еще несколько уменьшатся. По нашему мнению, именно на эти числа, которые примерно в 6—8 раз меньше приводимых в справочнике [11], следует ориентироваться при выборе масштаба изображения, а также и в других случаях, когда мы фотографируем малоконтрастные объекты (например, при съемке с экранов ЭОПов). Отметим далее, что и другими авторами [14] обращалось внимание на лучшее соответствие между практическими требованиями и оценкой фотоматериалов, когда для нее используется разрешающая способность, определенная по миру малого контраста.

Итак, приравняв разрешение нашего нового объектива КГ-1 ($0,8$) разрешению фотопленки ($\sim 0,05 \text{ мм}$ для «тип 17»), находим оптимальный масштаб $\sim 16''$ в 1 мм , что соответствует диаметру изображения Солнца $\sim 12 \text{ см}$. Именно такой масштаб мы и применяем. Остающийся небольшой запас по разрешению при съемке на пленку «тип 18» может быть реализован как при наблюдениях в меньших длинах волн, чем H_{α} , так и при возможном в дальнейшем увеличении объектива КГ-1 до 25—30 см.

Не останавливаясь подробно на требованиях к контрасту фотоэмульсий, отметим лишь следующее. Зарубежные наблюдатели применяют мелкозернистые пленки, имеющие очень высокий контраст γ (порядка 3,5 и выше, вплоть до 5—6 для некоторых специальных наблюдений). Безусловно, использование таких контрастных пленок позволяет выявить малоконтрастные образования и повышает четкость изображений. Например, при регистрации дифракционного изображения яркой точки на таких эмульсиях в зависимости от того, на какой части характеристической кривой мы работаем, диаметр изображения на уровне 0,5 плотности может быть значительно (в несколько раз!) меньше размера дифракционного изображения на уровне 0,5 яркости. (По этой причине неверной является методика оценки достигнутой разрешающей способности, как это делают некоторые авторы, по наименьшим размерам зарегистрированных деталей.) В то же время разрешающая способность при этом не возрастает, так как начиная с расстояния между двумя точками, равного $0,8 \rho$ ($\rho = 1,22 \lambda/D$), дифракционное изображение их уже не будет двугорбым, и никакой контраст не сможет изменить положение. Стоит отметить, что применение пленки с высоким контрастом предьявляет высокие требования к правильному выбору экспозиции в связи с изменениями как условий, так и объекта наблюдений (уменьшается диапазон регистрируемых яркостей).

Было произведено сравнение основных характеристик отечественной пленки «тип 18» и зарубежных на основании опубликованных данных о монохроматических наблюдениях Солица [9, 15, 16]. Вывод следующий: пленка «тип 18» по чувствительности и разрешению не уступает лучшим фотоэмульсиям, используемым для H_{α} -съемки (Eastman Kodak 4E, SO 375 и SO 392), но в то же время несколько проигрывает им по контрастности. Однако, прежде чем рекомендовать эту пленку для широкого применения в наблюдениях Солица, отметим некоторые особенности работы с ней. Во-первых, пленка «тип 18» имеет тонкий слой эмульсии и частично прозрачна, поэтому если планка кинокамеры, прижимающая пленку к кадровому окну, не зачернена и имеет детали, находящиеся напротив кадра, то на пленке в соответствующем месте появится заметная засветка. Во-вторых, при измерении на микрофотометрах типа МФ-2, МФ-4 плотных кадров ($D \geq 1,5$) в том месте пленки, где строится изображение осветительной щели микрофотометра, вследствие перегрева может возникнуть дефект в виде бугорка размером с изображение осветительной щели, выгнутого со стороны эмульсии. При установке между линзой конденсора и осветительной щелью теплозащитного фильтра СЗС14 такой дефект не появляется.

В заключение выражаю благодарность К. П. Лянзуриди, сделавшему обрезаяющий интерференционный фильтр, применяемый для выделения максимума $\lambda 6076,9$, и Г. М. Попову за советы при изготовлении объектива КГ-1.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. К. О. Kiepenheuer. Appl. Optics, 1964, 3, 1363.
2. R. E. Loughhead, R. J. Bray, E. J. Tappere, J. G. Winter. Solar Phys., 1968, 4, 185.
3. H. Zirin. Sky and Telesc., 1970, 39, 215.
4. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
5. А. Н. Бабин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 152.
6. J. Rösch. Ann. Astrophys., 1959, 22, 571.
7. Дж. В. Эванс. В сб.: «Солнце». Под ред. Дж. Койпера. М., ИЛ, 1957, стр. 506.
8. А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 194.
9. A. Bruzek. Solar Phys., 1972, 26, 94.
10. К. О. Kiepenheuer. The fine structure of the Solar atmosphere. Wiesbaden, 1966.
11. Ю. Н. Горозовский, В. П. Баранова. Свойства черно-белых фотографических пленок. М., «Наука», 1970.
12. Ф. К. Кинэн. В сб.: «Солнце». Под ред. Дж. Койпера. М., ИЛ, 1957, стр. 487.
13. Д. Д. Максудов. Астрономическая оптика. М.—Л., Гостехиздат, 1946, стр. 39.
14. P. D. Charman, W. N. Charman. J. Opt. Soc. America, 1964, 54, 1121.
15. J. M. Beckers. Solar Phys., 1968, 3, 258.
16. P. Foukal. Solar Phys., 1971, 19, 59.

О ФОТОМЕТРИИ УСОВ

А. Н. Бабин

Проведена фотометрическая обработка наблюдений усов, полученных на модернизированном КГ-1 с ИПФ, настроенным на $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$. Найдено, что усы разгораются и угасают примерно одинаково быстро (за 2—3 мин). В течение основной части жизни яркость усов обнаруживает колебания, однако вопрос об их реальности остается открытым (требуется наблюдения с контролем контраста и качества изображений). Максимальная интенсивность усов в 1,6 раза превышает интенсивность невозмущенного фона в том же спектральном участке.

ON THE PHOTOMETRY OF MOUSTACHES, by *A. N. Babin.*— The results of the photometry of moustaches observed with the modernized Crimean coronagraph in $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ light are presented. It was found that moustaches brighten and disappear with approximately equal rate (during of 2—3 minutes). In the main phase of the moustache's life its brightness shows pulsations, but the reality of this phenomenon is open to question and could be tested by means of observations with the control of the image contrast and the seeing. Maximum moustache's intensities were found to be about, 1,6 times that of the undisturbed background observed at the same wavelength.

Внимание исследователей Солнца все чаще привлекает одно из интересных проявлений его активности, названное Северным [1] «усами» за его своеобразный вид при спектральных наблюдениях. В низших членах бальмеровских линий эти крошечные эмиссионные образования (размером $\sim 1''$) имеют протяженные крылья при отсутствии заметного возмущения в ядре линии, максимум излучения приходится примерно на $\pm (0,8 \div 1,0) \text{ \AA}$ от центра линии. Поэтому при наблюдениях в свете линии H_{α} усы контрастнее всего видны в том случае, когда полоса интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ) центрирована на $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$.

Одной из важных для понимания физической природы усов характеристик является кривая изменения их яркости. Однако ввиду чрезвычайно малых размеров усов и связанных с этим трудностей наблюдений до сих пор ход их развития описывается на основании визуальных оценок. При этом сотрудники обсерватории Мак Мас Халберт отмечают, что идеализированная «бомба» (американские исследователи употребляют для усов другое название — «бомбы Эллемана») быстро ярчает и медленно угасает [2], аналогичное предположение о подобии «световых кривых» усов и вспышек высказывают Смиты [3]. Принципиально другое описание развития этого явления дает Бруцек [4]: в типичном случае усы появляются и быстро ярчают (за несколько минут), затем сохраняют яркость примерно на одном и том же уровне в течение основной части их жизни и в заключение довольно быстро исчезают. Даже яркие и долгоживущие усы исчезают в пределах нескольких минут.

Впервые возможность наблюдать усы при выходе в крыло линии H_{α} путем наклона ИПФ [5] на коронографе КГ-1 Крымской астрофизической обсерватории появилась в 1967 г., когда мы стали применять видеоизме-

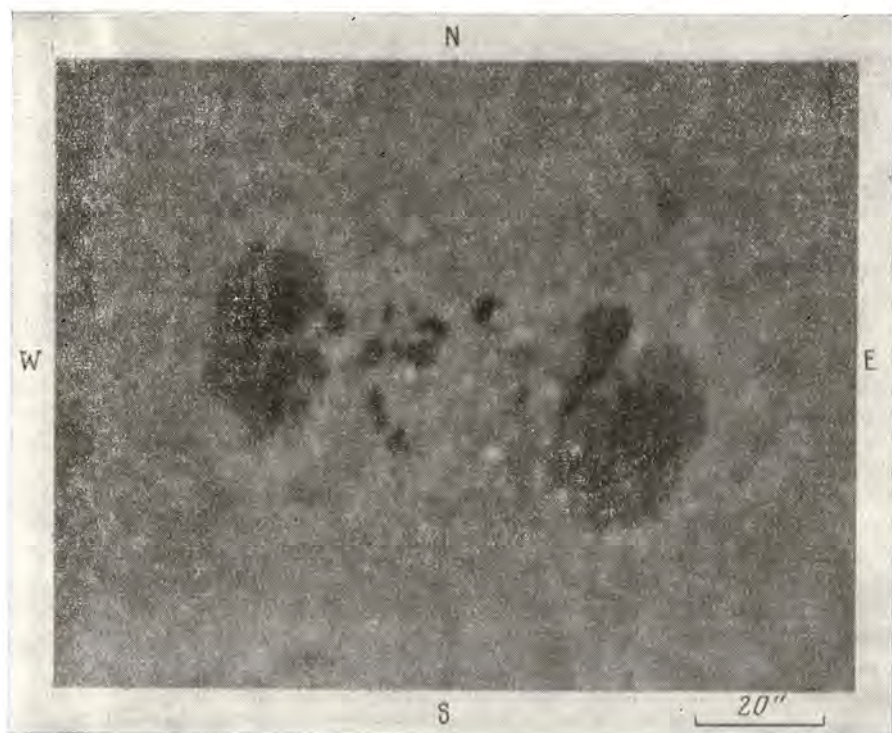


Рис. 1. Фотография усов, наблюдавшихся в изучаемой активной области (фильтр Halle, $0,5 \text{ \AA}$, $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$)

ненную оптическую схему [6]. Однако более высококачественные наблюдения стали возможны после модернизации КГ-1, описанной в [6]: увеличение диаметра объектива до 21 см , установка H_{α} ИПФ Halle (полуширина полосы пропускания $0,5 \text{ \AA}$, при положении лайншифтера между отсчетами « $+1 \text{ \AA}$ » и « -1 \AA » полоса имеет двугорбый вид, один из максимумов пропускания центрирован на « $+1 \text{ \AA}$ », другой на « -1 \AA », такую установку лайншифтера мы обозначаем $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$) и применение новой изопанхроматической аэрофотоплёнки «тип 18» при увеличении масштаба до $\sim 15''/\text{мм}$. В результате на снимках было достигнуто теоретическое разрешение объектива ($0,8''$ в свете H_{α}).

В 1972 и 1973 гг. было получено несколько хороших серий снимков усов (экспозиция $\sim 0,8''$, частота съемки 4 и 8 кадров в минуту). Для фотометрической обработки были выбраны наиболее яркие усы, наблюдавшиеся 22.IX 1973 г. в активной области с координатами $\varphi = 12 \text{ N}$, $\lambda = 53 \text{ E}$ (рис. 1). На микрофотометре МФ-2 были проведены измерения их яркости на протяжении всего периода наблюдений в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$. Щель фотометра выбрана такой, чтобы ее размеры соответствовали на Солнце $0,9 \times 0,9$, это примерно равно размерам исследуемых усов при хороших изображениях, хотя в отдельных случаях их поперечники составляли $\sim 0,5$. (Не следует усматривать в этом расхождения с теорией дифракции, в данном случае размер дифракционного изображения точки на фотопленке зависит от контрастности фотографической эмульсии, от того, на какой части характеристической кривой мы работаем, и от яркости усов.) С такой же щелью измерялись два участка примерно невозмущенной хромосферы, выбранные вблизи усов. Кроме того, участок спокойной хромосферы, расположенный далеко от активной области, фотометрировался со значительно большей щелью ($10'' \times 16''$). Результаты измерений для несколь-

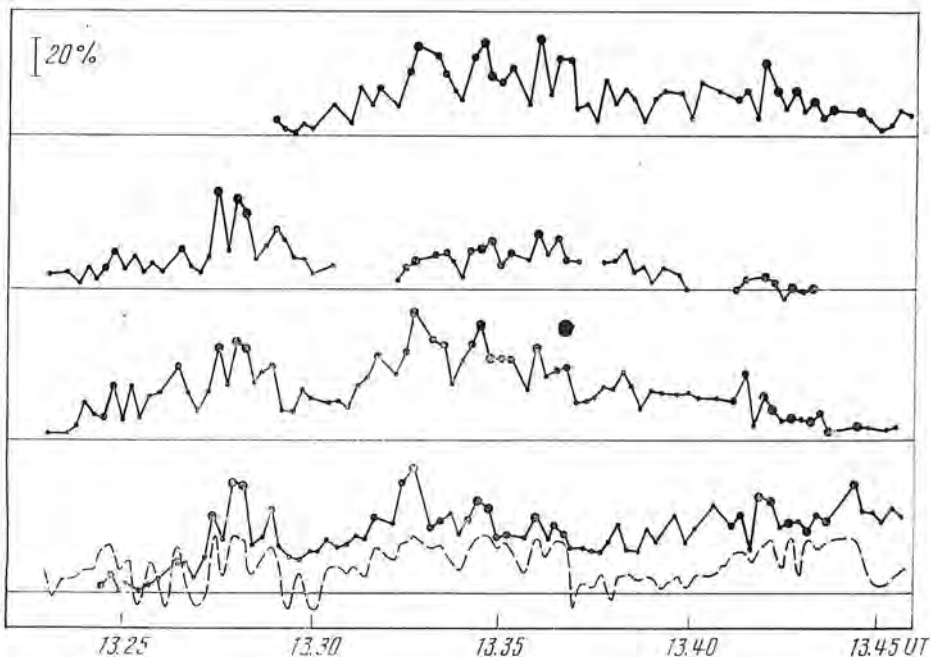


Рис. 2. Изменение яркости усов со временем (размер точек приблизительно пропорционален качеству изображений) и визуальная оценка качества изображений (штриховая линия)

ких усов представлены на рис. 2. За единицу интенсивности принята интенсивность спокойной хромосферы вдали от активной области. Максимальная измеренная интенсивность усов в 1.6 раза превышает интенсивность невозмущенного фона в той же спектральной полосе.

Основной вывод, который можно сделать при просмотре кривых рис. 2, сводится к тому, что как разгорание, так и угасание усов происходит почти одинаково быстро (примерно за 2—3 мин). Что касается основной фазы их жизни, то здесь наблюдаются большие колебания яркости. Естественно связать их с изменениями качества изображений. Чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить яркость усов и визуальные оценки качества изображений на пленке, которые для наглядности нанесены штриховой линией на рис. 2. Хорошо видно, что корреляция практически полная. Если опираться теперь лишь на точки, соответствующие хорошим изображениям, все равно заметные колебания яркости остаются. Они могут отражать истинные колебания яркости, но для этого надо уверенно исключить эффект качества изображений. Он легко распознается, если приводит к «размыванию» мелких деталей на снимках, однако возможны и более сложные случаи, когда видимые размеры деталей не увеличиваются, но *уменьшается их контраст*. Поскольку контроль контраста изображений у нас не проводился, то ничего определенного о реальности колебаний яркости усов в течение основной части их жизни мы пока сказать не можем.

Отметим далее, что о пульсациях яркости усов упоминается в [7] и [8] при обсуждении времени их жизни. По-видимому, при этом имеются в виду случаи, о которых обычно говорят как о повторном разгорании усов на том же месте. Подробно вопрос о колебаниях яркости усов рассмотрен Ден и др. [9], которые на основании визуальных оценок яркости усов на пленке (была проведена и покадровая электрофотометрия, однако ее результаты, как нам кажется, не показывают хорошего согласия с визуальными оценками и похожи на наши кривые рис. 2) считают, что обнаружили ясно выраженные колебания с периодом 3—7 мин, а для ярких усов,

возможно, и с другим периодом — порядка 30—40 мин. По нашему мнению, для подтверждения реальности этих пульсаций нужны наблюдения с контролем не только качества, но и контраста изображений. Далее, авторы [9] не очень удачно выбрали спектральный участок для наблюдений усов (полоса пропускания ИПФ 1,2 Å, центрированная на линию К Ca II), так как известно, что эмиссия усов сосредоточена преимущественно в крыльях линий. Поэтому нет уверенности в том, что все изучаемые в [9] объекты являются усами. Так, согласно [2] на спектрогелиограммах, полученных при последовательном смещении в крыло линии К Ca II, обнаружено много ярких точечных образований, которые не относятся к усам.

В заключение отметим, что полученная нами картина развития усов в основном совпадает с описанием, данным Бруцеком [4], однако возможные пульсации яркости в течение основной части их жизни требуют дальнейшего изучения.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 129.
2. R. R. McMath, O. C. Mohler, H. W. Dodson. Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 1960, 46, 165.
3. Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки (перев. с англ.). М., «Мир», 1966, стр. 208.
4. А. Bruzek. Solar Phys., 1972, 26, 94.
5. А. Б. Северный, А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1949, 4, 3.
6. А. Н. Бабин. Наст. том, стр. 79.
7. J. Vograhl, T. Pope. Solar Phys., 1972, 25, 372.
8. J. P. Roy, H. Leparskas. Solar Phys., 1973, 30, 449.
9. О. Е. Ден, В. И. Макаров, М. М. Молоденский. Солнечные данные, 1973, № 3, 101.

ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ДВУХ УРОВНЯХ
И НАБЛЮДЕНИЯ В СВЕТЕ H_{α} ГРУППЫ ПЯТЕН
18—30 АВГУСТА 1971 ГОДАА. Н. Бабин, Л. Г. Карташова, А. Н. Коваль,
М. Б. Огирь, Н. Н. Степанян

Для большой группы пятен, проходившей по диску Солнца с 18 по 30 августа 1971 г., в Крымской астрофизической обсерватории производились наблюдения активности в свете линии H_{α} , а также измерения магнитных полей в линиях Fe I $\lambda 6302$ и Ca I $\lambda 6103$.

Изучение всего наблюдательного материала показало, что

- 1) все очаги активности в группе располагаются в областях контакта полей противоположной полярности;
- 2) усиление активности происходит при образовании новых магнитных холмов и пятен, у которых знак поля противоположен знаку окружающего поля. Активность повышается при отделении от основного пятна ядер со знаком поля, противоположным знаку окружающего поля;
- 3) перед вспышками в близлежащих пятнах поле на верхнем уровне (измеренное по линии $\lambda 6103$) больше, чем на нижнем (измеренном по линии $\lambda 6302$). После вспышек поле на верхнем уровне падает;
- 4) наблюдается также увеличение поля на верхнем уровне в связи с абсорбционными выбросами и системами арочных волокон.

VARIATIONS OF TWO-LEVEL MAGNETIC FIELDS AND H_{α} -OBSERVATIONS OF THE SPOT GROUP ON AUGUST 18—30, 1971, by A. N. Babin, L. G. Kartashova, A. N. Koval, M. B. Ogir, N. N. Stepanyan. — The H_{α} -observations of the spot group, passed across the Solar disk on August 18—30, 1971, and measurements of magnetic field strengths made in two spectral lines (Fe I $\lambda 6302$ and Ca I $\lambda 6103$) were carried out in Crimean astrophysical observatory. The analysis of all observing data had shown that:

- 1) all active centers in the group are associated with contact lines of the fields having opposite polarities;
- 2) the increase of activity takes place at the time of appearance of new magnetic hills and spots. The activity is increasing during the separating of the nuclei of opposite polarity from the main spot too;
- 3) before the appearance of a flare the field strength of spots near the flare region is higher at upper level (measured in line $\lambda 6103$) than at lower one (measured in line $\lambda 6302$). After the flare the magnetic field decreases at upper level;
- 4) the increase of magnetic field at upper level during surges and arc filament systems are also observed.

Изучается большая группа пятен № 11482 по [1], проходившая по диску Солнца с 18 по 30 августа 1971 г. 1 сентября в ней произошла вспышка, давшая космические лучи на уровне Земли. Наблюдения этой группы в Крымской астрофизической обсерватории проводились одновременно на двух телескопах — наблюдалась активность в группе в свете линии H_{α} , а также измерялись магнитные поля в линиях Fe I $\lambda 6302$ и Ca I $\lambda 6103$. На основании этих наблюдений было проведено детальное сравнение хромосферной активности в группе с изменениями магнитного поля в ней.



Рис. 1. Зарисовки группы в моменты измерения магнитных полей пятен с 18 по 30.VIII 1971 г.

1. Измерения магнитных полей пятен в двух линиях

Фотографические и визуальные измерения магнитных полей пятен в линиях Fe I $\lambda 6302$ и Ca I $\lambda 6303$ велись на малом башенном солнечном телескопе от одного до шести раз в день. Принималось, что поле, измеренное по линии Ca I, относится к более высокому уровню, а по линии Fe I — к менее высокому уровню, так как по многим моделям пятна, в частности по [2], Ca I $\lambda 6103$ образуется выше, чем Fe I $\lambda 6302$.

На рис. 1 даны зарисовки группы с 18 по 30. VIII в момент измерения магнитных полей. Штриховой линией указаны линии раздела полярностей. Темные области соответствуют S-полярности. В заштрихованных ядрах поле на верхнем уровне (по линии Ca I) больше, чем на нижнем (по линии Fe I). В остальных ядрах поле больше на нижнем уровне.

2. Наблюдения в H_{α}

Кинесъемка в линии H_{α} осуществлялась на коронографе [3] ($f = 5$ м, фильтр H_{α} Halle с полосой $0,5 \text{ \AA}$). С 19 по 26.VIII кинематографирование проводилось в среднем в течение 5 час ежедневно. С 27 по 30. VIII наблю-



Рис. 2. Зарисовки всех наблюдений событий в H_{α} с 19 по 26.VIII 1971 г.

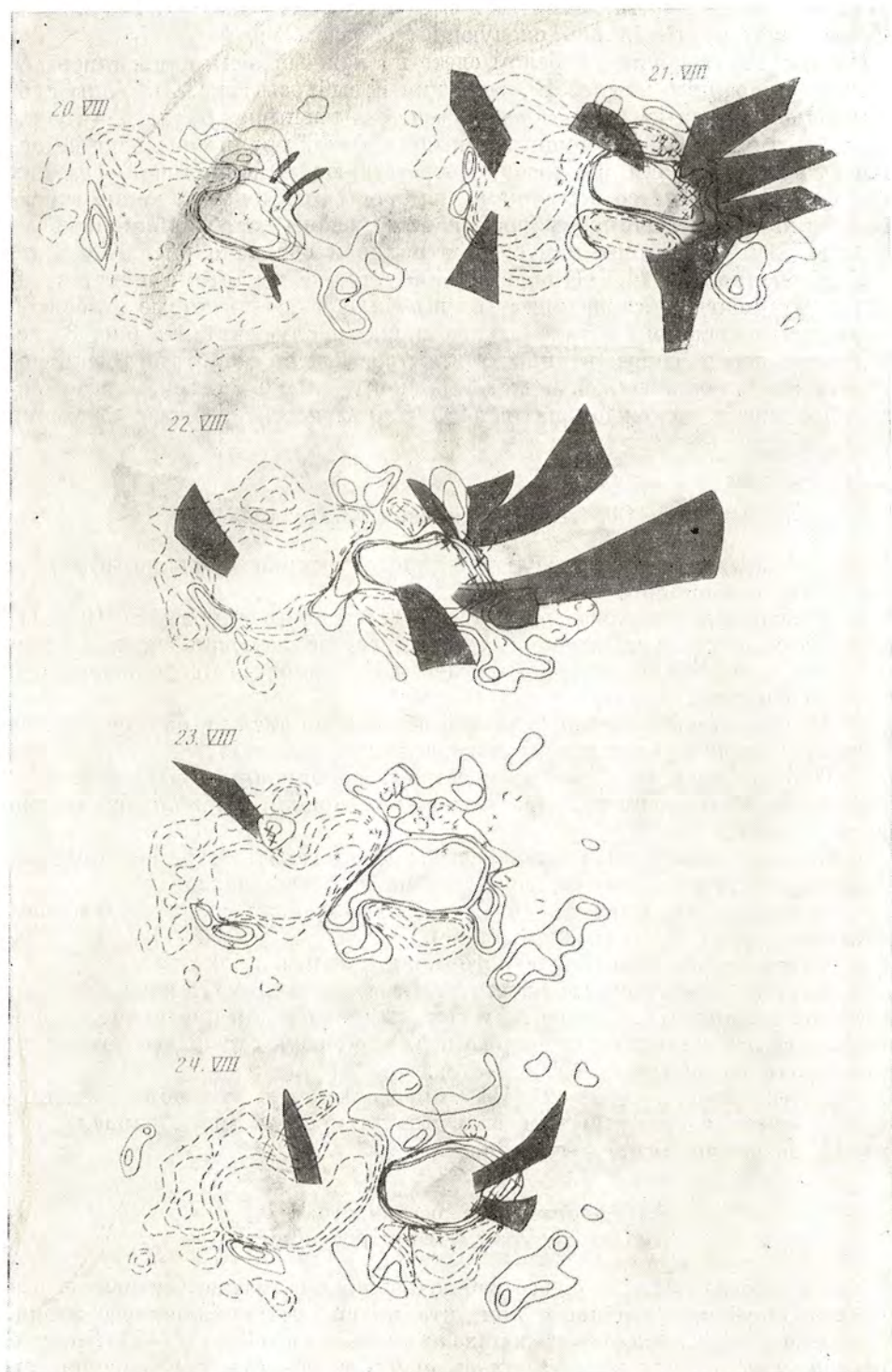


Рис. 3. Сопоставление H_{α} -активности со структурой магнитного поля [1]

дения были кратковременными в связи с ухудшением погоды. Результаты наблюдений представлялись следующим образом.

На зарисовки группы в белом свете на каждый день наносились все зарегистрированные нами в H_{α} вспышки и выбросы (рис. 2). Узлы субвспышек обозначены малыми крестиками, узлы вспышек балла 1 — большими крестиками. Более мощные вспышки в этой группе на диске не наблюдались. Зарисовки выбросов соответствуют максимальной фазе их развития. Связанные со вспышками выбросы отмечены на конце стрелками, яркие вспышечные выбросы заштрихованы, а абсорбционные зачернены. Нулевая линия нанесена штриховой согласно рис. 1.

Наблюдения 20—24.VIII сравнивались также с картами продольных магнитных полей обсерватории Маунт-Вилсон [1], которые относятся к моментам в среднем на 8 час позднее наших наблюдений. На рис. 3 схематическое изображение активности в H_{α} совмещено с картами магнитного поля. Здесь также субвспышки обозначены малыми крестиками, вспышки — большими, а каждая из областей активности выбросов обведена одним общим контуром.

3. Особенности активности группы

Из рассмотрения всего наблюдательного материала можно отметить следующие особенности группы.

1. В первые дни выхода группы из-за восточного лимба (18—19.VIII) в ней часто наблюдались яркие и темные дуги, образующие системы арочных волокон AFS, что, согласно Бруцеку [4], говорит о продолжающемся развитии группы.

2. За время прохождения активной области по диску в ней произошло много субвспышек и всего несколько вспышек балла 1.

3. Наблюдалось большое количество абсорбционных выбросов.

4. Активность вспышек выбросов в основном локализована по краям группы.

5. Область наибольшей активности располагалась в районе лидера, смещаясь ото дня ко дню с северо-востока на северо-запад.

6. В течение нескольких дней (22 и 23.VIII) в тени лидера наблюдалось несколько ярких дуг (в белом свете).

7. Характерным для магнитного поля группы является:

а) наличие в полутени ведущего пятна с 18 по 23.VIII ядер противоположной полярности. С развитием группы вкрапления противоположной полярности отделялись от основного пятна, образуя отдельные пятна или холмы поля на северо-западе и юго-востоке группы;

б) кратковременное (23—25.VIII) образование холмов поля N-полярности к северу от хвостовых пятен и S-полярности к югу от лидера, где 25.VIII возникло пятно S-полярности.

4. Сопоставление активности в H_{α} со структурой магнитного поля

Как видно из рис. 2 и 3, все наблюдавшиеся в группе вспышки и выбросы происходили в области контакта полей противоположного знака. Это согласуется с наблюдениями ряда авторов, в частности [5—7]. Временное усиление H_{α} -активности локализовано в области образования новых холмов поля (24.VIII, рис. 2, *е*) и новых пятен (24, 25.VIII, рис. 2, *е*, *ж*).

Максимальная активность, т. е. вспышки балла 1 и наиболее мощные выбросы, наблюдалась около лидера при отделении ядер S-полярности от полутени N-полярности (21, 22.VIII, рис. 2, *в*, *г*) и при образовании нового пятна S-полярности (22.VIII, рис. 2, *з*).



Рис. 4. Сопоставление картины тонкой структуры хромосферы H_{α} с выбросами 22.VIII 1971 г.

Что касается активности выбросов, то в области сформировавшихся пятен выбросы, как правило, выходят из тени и полутени пятен. Это согласуется с результатами [8]. Наблюдались также выбросы, исходившие из магнитного холма (к югу от лидера, рис. 2, *e*), в котором через день сформировались новые пятна. Появление H_{α} -активности за несколько дней до возникновения пятен отмечалось и ранее [9—11].

В течение всего периода наблюдений в группе существовала устойчивая система волоконцев. Из рис. 4 видно, что выбросы идут вдоль направления волоконцев (области выбросов обозначены так же, как и на рис. 3).

5. Связь измерений поля на двух уровнях со вспышками и абсорбционными выбросами

Измерение разности полей на двух уровнях $\Delta H = H_{6103} - H_{6302}$ (знак поля при этом не учитывается) в связи со вспышками для близких к вспышкам пятен определялось так же, как это было сделано ранее [9].

Все пятна в группе условно разбивались на две категории — «близкие» к месту вспышки и «далекие» от нее. Рассматривались все вспышки с 19 по 25.VIII, приведенные в [1].

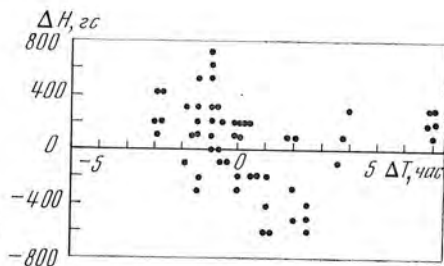


Рис. 5. Изменение магнитных полей на двух уровнях в связи со вспышками

На рис. 5 по оси абсцисс отложена разность между ближайшим временем наблюдения магнитных полей пятен и моментом начала вспышки (ΔT). Отрицательные значения ΔT соответствуют измерениям полей перед вспышками, а положительные — после вспышек. По оси ординат откладывались $\Delta H = H_{6103} - H_{6302}$ для «близких» пятен.

Из рассмотрения этого графика можно сделать вывод, что перед вспышкой в пятнах, близких к месту ее возникновения, ΔH положительно, а после вспышки ΔH уменьшается и становится отрицательным. Далекие от места вспышки пятна не показывают такой зависимости.

Такой же результат по наблюдениям около 50 вспышек за 4 месяца получен ранее в [9]. Для 19 и 24.VIII, когда количество измерений магнитных полей было наибольшим, сопоставлены временные изменения магнитных полей с конкретными вспышками. На рис. 6 приведены эти изменения ΔH . Темными прямоугольниками на оси абсцисс отмечены время и продолжительность вспышек. Наблюдается четко выраженное

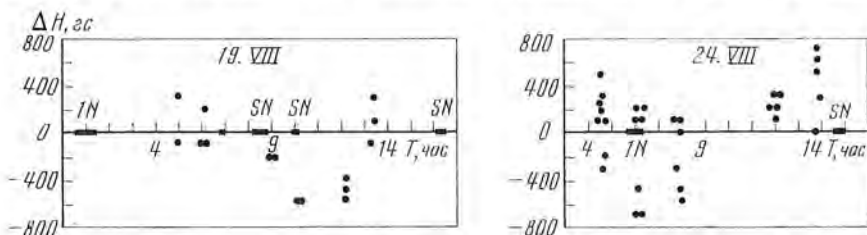


Рис. 6. Изменение ΔH у вспышки по наблюдениям 19 и 24.VIII 1971 г.

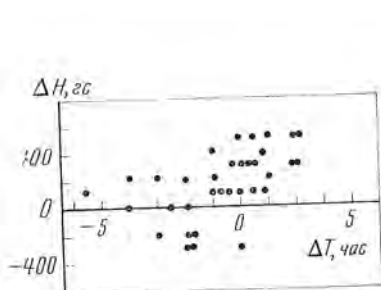


Рис. 7. Изменение ΔH в связи с выбросами

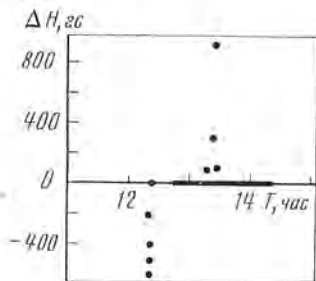


Рис. 8. Изменение ΔH в связи с AFS

уменьшение ΔH после нескольких последовательных вспышек 19.VIII и отдельных вспышек 24.VIII.

Было рассмотрено также изменение разности полей на двух уровнях в пятнах, из которых исходили абсорбционные выбросы, не связанные со вспышками. График на рис. 7 построен аналогично графику на рис. 5. Из него следует, что существует связь между увеличением ΔH и возникновением выбросов.

19.VIII в пятнах средней части группы с 12^h 20^m до 13^h 20^m произошел существенный рост ΔH (рис. 8). В этой области к 12^h 45^m сформировалась мощная система арочных волокон AFS, существовавшая в течение полутора часов (отмечено темным прямоугольником). Это говорит о связи AFS с усилением поля на верхнем уровне, что согласуется с представлениями Бруэка [4].

Выводы

Для рассмотренной группы получены следующие результаты:

1. Перед вспышками в пятнах, близких к месту их возникновения, поле на верхнем уровне больше, чем на нижнем. После вспышек эта разница ΔH уменьшается и становится отрицательной.

2. Наблюдается увеличение ΔH в связи с абсорбционными выбросами и AFS.

3. Все очаги активности связаны с областями контактов полей противоположной полярности.

4. Усиление активности происходит при образовании новых холмов и пятен, у которых знак поля противоположен знаку окружающего поля. Активность повышается и при отделении от основного пятна ядер со знаком поля, противоположным окружающему полю.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Solar-Geophysical Data, N 326, pt I, p. 47—53, October 1971; N 330, pt II, p. 4—33, February 1972, US Dept. Commerce.
2. Э. А. Барановский, Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 106.
3. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
4. А. Bruzek. Solar Phys., 1967, 2, 451.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 22.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 12.
7. G. E. Moreton, A. B. Severny. Solar Phys., 1968, 3, 282.
8. С. И. Гонасюк, М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 185.
9. А. Н. Коваль, Н. Н. Степанян. Солнечные данные, 1972, № 1, 83.
10. А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 138.
11. М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 165.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭМИССИИ ЛИНИЙ МЕТАЛЛОВ
ВО ВСПЫШКАХ И УСАХ

А. Н. Коваль

I. Исследуется расщепление эмиссии линий металлов во вспышках. Получены следующие результаты:

а) Расщепление эмиссии не является следствием магнитного поля, так как спектрограммы линий D_1 и D_2 Na I, полученные с призмой Волластова и пластинкой $\lambda/4$ для вспышки балла 2b, показывают одинаковое расщепление эмиссий в обеих поляризациях. Наблюдается некоторый сдвиг эмиссии в разных поляризациях, который соответствует напряженности магнитного поля во вспышках меньше 1000 гс.

в) Рассмотрен эффект просвечивания фраунгоферовых линий через ядро вспышки. Показано, что расщепление эмиссии во вспышках не вызвано этим эффектом.

с) Фотометрическое исследование линий Fe I показало, что причиной расщепления является самообращение оптически наиболее толстых линий. Температура возбуждения слоев, в которых происходит поглощение, полученная для двух вспышек, равна 6000 и 6500°.

II. Рассмотрены особенности эмиссии усов в линиях металлов, описанные ранее [12]. Получено, что вид эмиссии усов определяется величиной оптической толщи излучающего слоя в линии.

SOME PECULIARITIES OF THE METAL EMISSION LINES IN FLARES AND MOUSTACHES, by A. N. Koval. — I. The splitting of metal emission lines in flares are investigated.

It is shown that the splitting observed in some metal emission lines cannot be due to the magnetic field, because the spectrograms of the 2b-importance flare in the D_1 and D_2 Na I lines obtained with Wollaston's prism and $\lambda/4$ plate show the same splitting in both polarized spectra. Slight shifts of the emission detected on the polarized spectra correspond to the magnetic field strength less than 1000 gs in the flare.

The effect of the visibility of the Fraunhofer lines of the base through the emission core is examined. It is shown that the splitting of metallic lines in flares can't be due to this effect.

The photometric investigation of the Fe I lines showed that self-reversal of the optically thickest lines is the cause of their splitting. The excitation temperatures of the absorption layers in the two flares were found to be 6500 and 6000°.

II. The investigation of the peculiarities of metal emission lines in moustaches [12] was continued. It is shown that the character of the emission in the metal lines is determined by the optical thickness of emitting layer forming this line.

1. Расщепление эмиссии линий металлов во вспышках

Некоторые эмиссионные линии металлов в спектре вспышки расщеплены на два компонента. Об этом впервые сообщили М. Блага и др. [1]. Авторы на основании того, что расщепление наблюдалось в линии натрия D_1 и ионизованного кальция $\lambda 3706$, пришли к заключению, что оно может

быть вызвано распространением магнитного поля в область хромосферы, где возникает эмиссия металлических линий. Полученная напряженность магнитного поля во вспышках была близка к измеренной в пятне, над которым вспышка была расположена. Позже был обнаружен еще ряд линий, которые во вспышках показывали разделение эмиссии на два компонента, хотя по зеемановской картине они не должны давать расщепление на снимках без поляризационной оптики. Поэтому в [2] расщепление эмиссионных линий объясняется самообращением некоторых линий металлов из-за уменьшения функции источника с высотой или вследствие присутствия абсорбционного слоя над эмиссионной областью вспышки. Однако авторами [2] была получена низкая температура поглощающего слоя (4300° или 5000°), и в дальнейшем в [3] высказывается предположение, что расщепление определенных эмиссионных линий во вспышках может быть следствием эффекта просвечивания фраунгоферовых линий подложки через эмиссию ядра вспышки.

К. В. Аликаева [4] считает, что расщепление эмиссии металлов нельзя объяснить поглощением в поверхностном, более холодном слое вспышки, а что оно обязано эффекту Зеемана. Соответствующие расщеплению магнитные поля достигают $4000-10\,000$ гс.

Таким образом, в настоящее время существует несколько предположений о причине расщепления линий металлов во вспышках.

Во всех перечисленных выше статьях при исследовании расщепления эмиссии использовались небольшие участки спектра с эмиссионными линиями металлов, а в [2] при исследовании эффекта поглощения использовались характеристики линий металлов, наблюдавшихся в разных вспышках, физические условия в которых могут быть различны.

Сотни спектрограмм вспышек на диске, полученные в Крымской обсерватории на башенном солнечном телескопе с эшелле, позволяют исследовать особенности эмиссии линий металлов во всем видимом участке спектра. Кроме этого материала, нами также был использован ряд спектрограмм вспышек, полученных с решеткой.

Из просмотра спектрограмм следует:

1) по характеру эмиссии линии металлов можно разбить на несколько типов: а) резкая узкая эмиссия, б) яркая, более широкая эмиссия, в) диффузная эмиссия, г) расщепленная эмиссия;

2) в разных вспышках общее число линий с хорошо выраженным расщеплением эмиссии различно;

3) расщепление эмиссии в неполяризованном свете наблюдается не только в областях вспышки, расположенных над пятнами, но также в областях вне пятен (рис. 1). Но сильная эмиссия металлов в большинстве случаев появляется в узлах вспышек, расположенных в полутени пятен.

В табл. 1 для вспышки 17.VIII 1959 г. приведен список линий металлов с заметной эмиссией (которая соответствует классам 3—4 из [5]) и описан характер эмиссии в каждой из них.

Рассмотрим особенности эмиссии линий металлов во вспышках с точки зрения изложенных выше гипотез.

Роль магнитного поля в расщеплении эмиссии. Для выяснения роли магнитного поля в расщеплении эмиссии в линиях металлов нами были получены спектрограммы линий D_1 и D_2 натрия для вспышки балла 2b 28.V 1972 г. с поляризационной оптикой: пластинкой $\lambda/4$ перед входной щелью спектрографа и призмой Волластона на выходе спектрографа.

На рис. 2 приведены фотометрические контуры линий D_1 и D_2 во вспышке в двух поляризациях. Для одной поляризации контуры нанесены точками, для другой — крестиками. Из контуров видно, что эмиссия одинаково расщеплена в обеих поляризациях, т. е. расщепление линий во вспышке не является следствием наличия магнитного поля.

Однако эмиссия в разных поляризациях показывает некоторый сдвиг в целом, что может быть вызвано наличием магнитного поля. Чтобы

Таблица 1

λ , Å	Элемент	Характер эмиссии	λ , Å	Элемент	Характер эмиссии
5895,92	Na I	Расщепленная	4226,73	Ca I	Расщепленная
5889,95	Na I	»	4215,55	Sr II	Яркая, средней ширины
5455,60	Fe I	Узкая, резкая		Fe I	Узкая, диффузная
5446,95	Fe I	»	4202,03	Fe II	Узкая, резкая
5434,55	Fe I	»	4173,45	Fe I	»
5429,73	Fe I	»	4143,88	Fe I	»
5405,90	Fe I	»	4132,05	Fe I	»
5397,15	Fe I	Узкая, диффузная	4077,72	Sr II	Яркая, средней ширины
5371,48	Fe I	Узкая, резкая	4071,76	Fe I	Расщепленная
5341,06	Fe I	Слабая, диффузная	4063,60	Fe I	»
5328,10	Fe I	Узкая, резкая	4045,85	Fe I	»
5316,60	Fe II	»	4034,50	Mn I	Узкая, резкая
5276,03	Cr I	»	4033,05	Mn I	Средней ширины
5270,35	Fe I	»	4030,77	Mn I	»
5227,20	Fe I	»	4005,25	Fe I	Узкая, диффузная
5183,60	Mg I	Расщепленная	3930,22	Fe I	Узкая, резкая
5172,68	Mg I	»	3927,95	Fe I	»
5171,60	Fe I	Узкая, слабая	3922,90	Fe I	»
5169,03	Fe II	Яркая, широкая	3920,25	Fe I	»
5167,46	Fe I	Узкая, диффузная	3961,55	Al I	Расщепленная
5167,30	Mg I	Яркая, широкая	3944,03	Al I	»
5018,45	Fe II	»	3913,45	Ti II	Узкая, резкая
4923,95	Fe II	Яркая, средней ширины	3906,50	Fe I	»
			3905,50	Si I	Широкая, яркая
4629,35	Fe II	Узкая, резкая	3902,95	Fe I	Узкая, размытая
4583,83	Fe II	»	3900,55	Ti II	Узкая, резкая
4549,46	Fe II	»	3899,75	Fe I	Узкая, резкая
4522,65	Fe II	»	3895,70	Fe I	»
4427,35	Fe I	Узкая, резкая	3887,05	Fe I	»
4415,10	Fe I	Узкая, диффузная	3886,30	Fe I	Широкая, яркая
4404,80	Fe I	Широкая	3886,30	Fe I	Средней ширины, яркая
4395,03	Ti II	Узкая, слабая	3878,62	Fe I	Средней ширины
4383,55	Fe I	Расщепленная	3878,05	Fe I	Узкая, диффузная
4375,95	Fe I	Узкая, резкая	3872,50	Fe I	Узкая, слабая
4351,72	Fe II	»	3865,50	Fe I	Широкая, яркая
4325,80	Fe I	Широкая	3859,95	Fe I	Средней ширины
4312,90	Ti II	Узкая, слабая	3856,35	Fe I	Узкая, резкая
4307,95	Fe I	Широкая	3850,82	Fe I	»
4300,05	Ti II	Узкая, резкая	3849,99	Fe I	»
4299,24	Fe I	Узкая, слабая	3841,05	Fe I	Широкая
4294,16	Fe I	Узкая, диффузная	3840,45	Fe I	»
4290,25	Ti II	Узкая, слабая	3838,30	Mg I	Расщепленная
4289,71	Cr I	Узкая, диффузная	3832,35	Mg I	»
4282,40	Fe I	Узкая, слабая	3829,37	Mg I	»
4274,80	Cr I	Средней ширины, диффузная	3827,85	Fe I	Средней ширины
			3825,90	Fe I	Расщепленная
4271,76	Fe I	Широкая	3824,40	Fe I	Широкая
4254,32	Cr I	»	3820,42	Fe I	Расщепленная
4250,72	Fe I	Узкая, диффузная	3815,85	Fe I	»
4233,15	Fe II	Узкая, резкая	3814,55	Fe I	Узкая, резкая
			3812,95	Fe I	»

Таблица 1 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Характер эмиссии	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Характер эмиссии
3799,60	Fe I	Узкая	3736,90	Ca II	Расщепленная
3798,50	Fe I	»	3734,88	Fe I	Широкая, яркая
3795,05	Fe I	Средней ширины	3733,95	Fe I	Узкая, резкая
3787,90	Fe I	Узкая, диффузная	3727,67	Fe I	Средней ширины
3767,27	Fe I	Широкая	3722,60	Fe I	»
3763,80	Fe I	Расщепленная	3719,95	Fe I	Широкая, яркая
3761,37	Ti II	Широкая	3709,23	Fe I	Широкая
3759,30	Ti II	»	3707,82	Fe I	Узкая, слабая
3758,25	Fe I	Расщепленная	3706,03	Ca II	Расщепленная
3749,50	Fe I	Широкая, яркая	3705,58	Fe I	Узкая, резкая
3748,30	Fe I	Средней ширины	3687,50	Fe I	»
3745,92	Fe I	Узкая, резкая	3685,20	Ti II	Средней ширины
3745,55	Fe I	Широкая, яркая	3683,05	Fe I	Узкая, резкая
3743,35	Fe I	Узкая, диффузная	3679,90	Fe I	»
3737,45	Fe I	Широкая, яркая	3647,85	Fe I	»

выяснить, не является ли этот сдвиг следствием ошибок наведения на одно и то же место эмиссии при фотометрировании разных поляризаций и ошибок совмещения контуров (совмещение в двух поляризациях производилось по атмосферным линиям), был сделан ряд повторных фотометрических разрезов через эмиссию в каждой поляризации. Если считать, что сдвиг эмиссии вызван магнитным полем, то при совмещении ряда контуров с разной поляризацией минимальная величина его соответствует полю 600 *гс*, максимальная — полю 1200 *гс*. Максимальный сдвиг контуров, полученный при совмещении ряда повторных фотометрических записей в одной поляризации, соответствует полю 300 *гс*, эту величину мы принимаем за величину нашей ошибки.

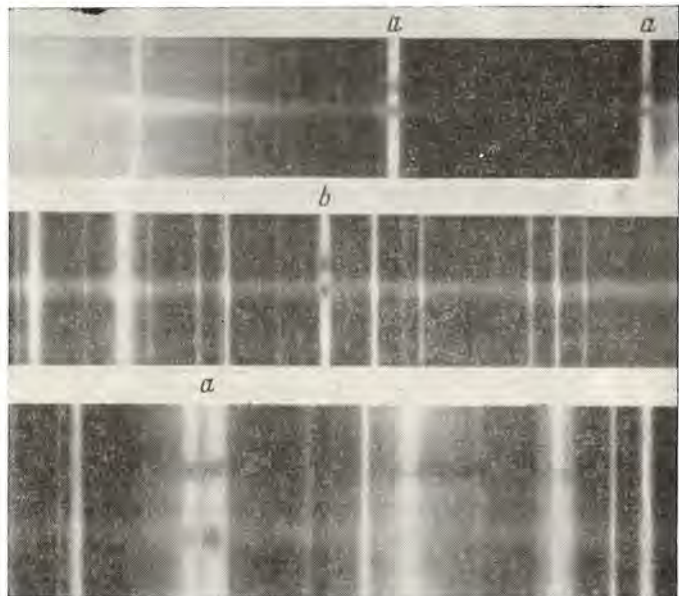


Рис. 1. Примеры узких и расщепленных эмиссионных линий металлов во вспышках

a — расщепленные линии;
b — узкие линии

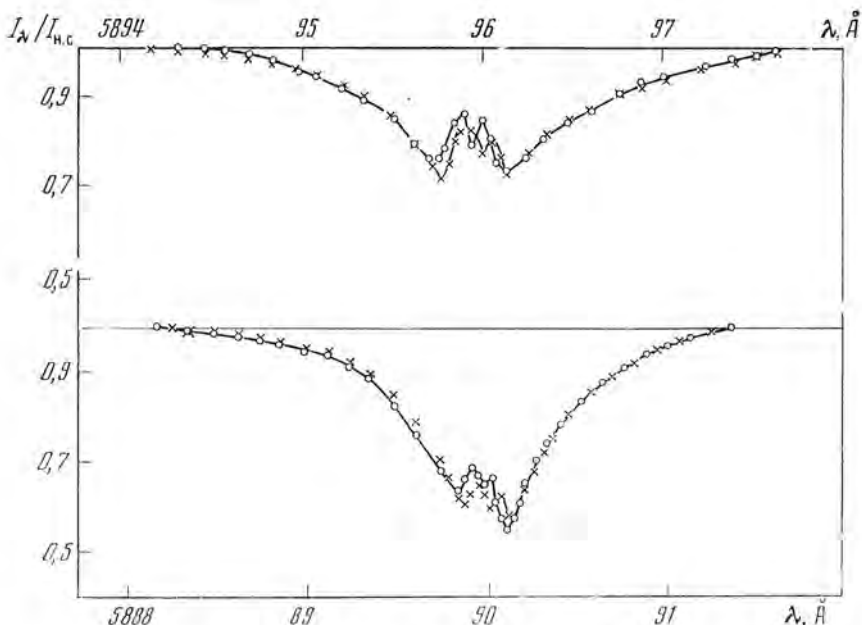


Рис. 2. Контуры линий D_1 и D_2 Na I во вспышке балла 2b 28.V 1972 г. в двух поляризациях

Таким образом, во вспышке 28.V 1972 г. напряженность магнитного поля, определенная по сдвигу эмиссии в линиях D_1 и D_2 Na I, была меньше 1000 $гс$, а расщепление эмиссии в этих линиях не является следствием наличия магнитного поля.

Спектрограммы этой же вспышки, полученные в линии H_α с той же поляризационной оптикой, также показывают, что магнитное поле было <1000 $гс$.

Просвечивание фраунгоферовых линий подложки через ядро вспышки. Если эмиссия в линии оптически тонкая и расщепление вызвано просвечиванием фраунгоферовых линий подложки, то после вычитания соседнего невозмущенного контура фотосферы из наблюдаемого контура вспышки депрессия в центре эмиссионной линии не должна проявляться.

На рис. 3 приведены эмиссионные контуры ряда линий в разных вспышках, в которых депрессия в центре сохраняется.

Таким образом, если вычитаемый невозмущенный контур соответствует истинному контуру подложки, то объяснение расщепления эмиссии просвечиванием фраунгоферовых линий через ядро вспышки неверно.

Рассмотрим также, как выполняются критерии, предложенные в [3], возможности наблюдения расщепления эмиссии в случае оптически тонкого слоя. Согласно [3], если оптическая толщина вспышки приближается к нулю и контур подложки и вспышки доплеровский, так что наблюдаемая эмиссия может быть представлена уравнением

$$r_\lambda = 1 - R_c e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} + r_c e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda'_D}\right)^2}, \quad (1)$$

где R_c — центральная глубина контура подложки, r_c — центральная интенсивность эмиссионного контура вспышки, $\Delta\lambda_D$ и $\Delta\lambda'_D$ — доплеровские ширины контуров подложки и вспышки соответственно, то для определенного соотношения параметров в уравнении (1) результирующий профиль может иметь депрессию в центре, так что эмиссия будет казаться расщепленной. Расщепление будет наблюдаться, если 1) $\Delta\lambda'_D >$

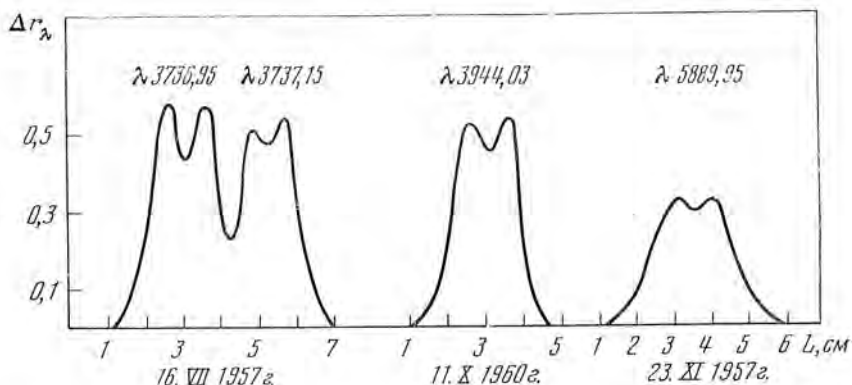


Рис. 3. Эмиссионные контуры линий металлов во вспышках 16.VII 1957 г., 11.X 1960 г., 23.XI 1957 г. с депрессией в центральных частях

$> \Delta\lambda_D$ и 2) глубина центральной депрессии будет заметна, если $r_c \approx R_c$, и она возрастает с увеличением отношения $\Delta\lambda'_D/\Delta\lambda_D$.

Чтобы выяснить, как выполняются эти критерии, нами была проведена фотометрическая обработка спектрограммы вспышки 18.VIII 1959 г., полученной с эшелле в $10^6 59^m UT$ ($\rho \approx 0,46$). Особенностью этой спектрограммы явилось то, что эмиссия металлов располагалась вне пятна, и наблюдались все типы эмиссионных линий — от узких до расщепленных (рис. 4). Был профотометрирован ряд линий различных типов на фотометре в прямых интенсивностях [6]. Из наблюдаемого контура вспышки вычитался контур соседней невозмущенной области и получался контур «чистой» эмиссии. В табл. 2 приведены длины волны линий и элемент, значения центральных интенсивностей $I_0/I_{п.с}$ эмиссии, выраженных в единицах непрерывного спектра, полные полуширины $2\Delta\lambda$ и приведенные полуширины $2\Delta\lambda/\lambda$ линий.

Рассмотрим результаты фотометрической обработки. На рис. 5 представлено соотношение полных ширин контуров линий во вспышке ($\Delta\lambda_{всп}$) и в невозмущенной фотосфере ($\Delta\lambda_{ф}$). Полуширины линий для невозмущенной фотосферы взяты из [7]. Крестиками нанесены линии, которые показывают расщепление во вспышке. Из этого графика следует, что почти для всех линий $\Delta\lambda_{всп} < \Delta\lambda_{ф}$, а следовательно, и $\Delta\lambda'_D < \Delta\lambda_D$, т. е. первое условие расщепления из [3] не выполняется.

Рассмотрим второе условие. На рис. 6 дано соотношение между глубиной фраунгоферовой линии R_c , взятой из [7], и центральной интенсивностью эмиссионной линии $I_0/I_{п.с} = r_c$. Обозначения те же, что и на рис. 5. Как видно из рис. 6, нет заметного различия в отношении r_c/R_c для расщепленных и нерасщепленных линий.

Для ряда вспышек нами были построены эмиссионные контуры линий металлов в доплеровских осях ($\lg r_\lambda$, $\Delta\lambda^2$). На рис. 7 приведены контуры линий $\lambda 3920,25$ и $\lambda 3922,90 \text{ \AA}$ Fe I, а также линии $\lambda 3961,55 \text{ \AA}$ Al I для вспышки 23.XI 1957 г. Точками нанесено синее крыло, крестиками — красное.

Контуры линий, которые во вспышках являются узкими, хорошо представляются прямой линией, в то время как контуры линий с широкой эмиссией или расщепляющиеся во вспышках в центральных частях отклоняются от прямой книзу, что характерно для линий с самопоглощением или поглощением лежащими выше слоями атмосферы.

Таким образом, мы приходим к заключению, что в рассматриваемых нами вспышках 18.VIII 1959 г., 16.VII 1957 г., 11.X 1960 г. и 23.XI 1957 г. расщепление эмиссии в линиях металлов не вызвано просвечиванием контура подложки через эмиссию вспышки.

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\frac{I_0}{I_{н.с}}$	$2\Delta\lambda, \text{Å}$	$\frac{2\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	τ'_0	$\lg \tau_0 - C$	$\lg g/\lambda$	κ_i
5371,48	Fe I	0,33	0,143	0,266	0,00	0,31	1,15	0,95
5328,10	Fe I	0,35	0,127	0,238	0,00	1,48	2,29	0,91
4404,80	Fe I	0,22	0,128	0,320	0,36	2,55	3,75	1,55
4383,55	Fe I	0,26	0,140	0,308	0,40	2,84	3,99	1,48
4307,95	Fe I	0,24	0,122	0,283	0,25	2,65	3,85	1,55
4294,16	Fe I	0,15	0,105	0,244	0,00	1,76	2,92	1,48
4271,76	Fe I	0,20	0,162	0,378	0,37	2,64	3,79	1,48
4071,76	Fe I	0,18	0,171	0,419	0,47	2,72	3,96	1,60
4063,60	Fe I	0,20	0,156	0,376	0,47	2,79	3,99	1,55
4045,85	Fe I	0,20	0,130	0,346	0,55	3,17	4,32	1,48
3927,95	Fe I	0,42	0,103	0,272	0,08	2,31	2,39	0,11
3922,80	Fe I	0,40	0,091	0,232	0,00	2,18	2,22	0,05
3920,25	Fe I	0,43	0,085	0,217	0,00	2,02	2,11	0,12
3887,05	Fe I	0,23	0,093	0,239	0,00	2,18	2,89	0,91
3886,30	Fe I	0,39	0,107	0,276	0,15	2,71	2,75	0,05
3878,05	Fe I	0,23	0,090	0,232	0,00	2,35	3,09	0,95
3878,62	Fe I	0,24	0,090	0,232	0,00	2,39	2,46	0,09
3859,95	Fe I	0,25	0,124	0,322	0,31	3,08	3,08	0,00
3820,42	Fe I	0,16	0,137	0,358	0,41	3,34	4,01	0,86
3827,85	Fe I	0,25	0,135	0,352	0,42	2,91	4,11	1,55
3825,90	Fe I	0,17	0,132	0,345	0,58	3,16	3,87	0,91
3824,40	Fe I	0,37	0,090	0,236	0,00	2,36	2,36	0,00
3749,50	Fe I	0,17	0,155	0,413	0,55	3,29	4,00	0,91
3748,30	Fe I	0,33	0,116	0,310	0,34	2,66	2,74	0,11
3745,55	Fe I	0,57	0,106	0,286	0,34	2,89	2,96	0,09
3745,92	Fe I	0,35	0,090	0,240	0,00	2,30	2,39	0,12
3737,15	Fe I	0,62	0,110	0,294	0,15	3,04	3,08	0,05
3727,65	Fe I	0,36	0,109	0,292	0,28	2,58	3,32	0,95
3719,95	Fe I	0,63	0,124	0,333	0,37	3,28	3,28	0,00
3705,58	Fe I	0,52	0,090	0,243	0,00	2,43	2,47	0,05
5889,95	Na I	0,57	0,253	0,429			3,75	0,00
5276,05	Cr I	0,54	0,096	0,182			3,68	2,88
5183,60	Mg I	0,53	0,197	0,380			4,12	2,70
5172,68	Mg I	0,65	0,190	0,368			3,86	2,70
5167,30	Mg I	0,56	0,185	0,358			3,39	2,70
3838,30	Mg I	0,27	0,202	0,526			4,51	2,70
3832,35	Mg I	0,47	0,186	0,485			4,29	2,70
3829,37	Mg I	0,38	0,137	0,358			3,96	2,70
3961,55	Al I	0,26	0,165	0,416			3,09	0,01
3944,03	Al I	0,27	0,150	0,380			2,78	0,00
4226,73	Ca I	0,39	0,152	0,358			3,07	0,00
3736,90	Ca II	0,74	0,170	0,454			3,46	3,14
3706,03	Ca II	1,22	0,150	0,405			3,35	3,11
5316,90	Fe II	0,90	0,158	0,296			—	3,14
5169,03	Fe II	1,73	0,178	0,344			3,45	2,88
5018,45	Fe II	1,33	0,160	0,319			3,33	2,88
4923,99	Fe II	1,15	0,160	0,325			3,15	2,88
4629,34	Fe II	0,33	0,103	0,222			2,33	2,79
4583,85	Fe II	0,83	0,126	0,275			2,79	2,79
4549,50	Fe II	0,72	0,090	0,197			2,59	2,82
4351,76	Fe II	0,64	0,088	0,202			2,64	2,69
4233,15	Fe II	0,81	0,106	0,250			2,95	2,57

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\frac{I_0}{I_{н.с}}$	$2\Delta\lambda, \text{Å}$	$\frac{2\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	τ'_0	$\lg \tau_0 - C$	$\lg gf\lambda$	α_i
4215,55	Sr II	0,42	0,110	0,261			2,63	0,00
4077,72	Sr II	0,50	0,121	0,296			2,83	0,00
3761,33	Ti II	0,48	0,116	0,308			3,81	0,57
3759,30	Ti II	0,57	0,101	0,270			3,91	0,60

Исследование влияния поглощения. Для исследования влияния поглощения нами были выбраны линии нейтрального железа, так как они наиболее многочисленны в спектре вспышек и их эмиссия имеет различный вид — от резкой до расщепленной. Рассмотрены линии железа во вспышке 18.VIII 1959 г.

Наличие самопоглощения приводит к уменьшению центральных интенсивностей линий и увеличению полуширины. Будем считать, что в узких резких линиях нейтрального железа самопоглощение отсутствует. Тогда по центральной интенсивности этих линий можно определить центральные интенсивности широких и расщепленных линий, так как для линий одного элемента при доплеровских контурах отношение интенсивностей для соответствующих $\Delta\lambda$ ($\Delta\lambda_1/\lambda_1 = \Delta\lambda_2/\lambda_2$) является постоянной величиной, т. е. можно написать:

$$\frac{I_1(\Delta\lambda_1)}{I_{01}} = \frac{I_2(\Delta\lambda_2)}{I_{02}}, \quad (2)$$

где I_{01} и I_{02} — центральные интенсивности линий.

Таким образом, по отношению интенсивностей в крыльях линий по формуле (2) были определены центральные интенсивности широких и расщепленных линий. Далее, по отношению наблюдаемых и вычисленных

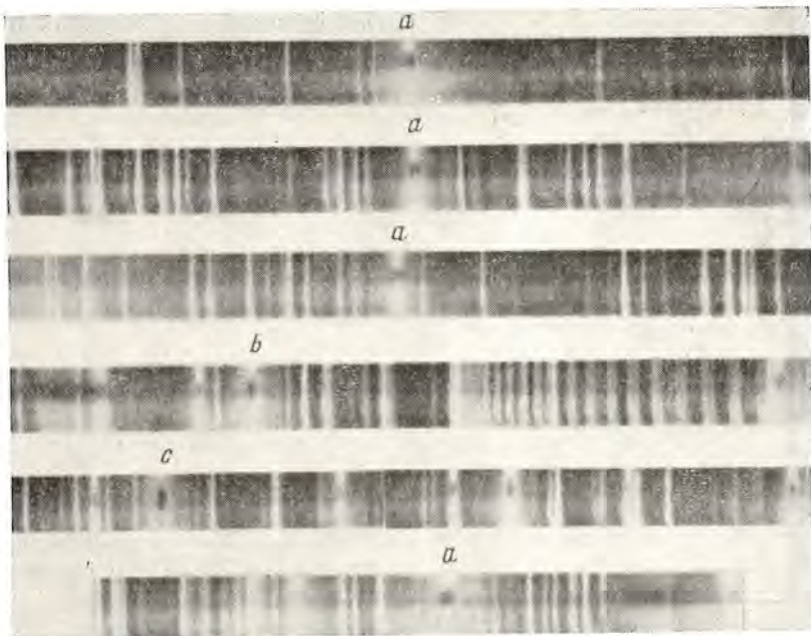


Рис. 4. Различные типы эмиссии в линиях металлов во вспышке 18.VIII 1959 г.
a — расщепленные линии; *e* — узкие; *c* — широкие

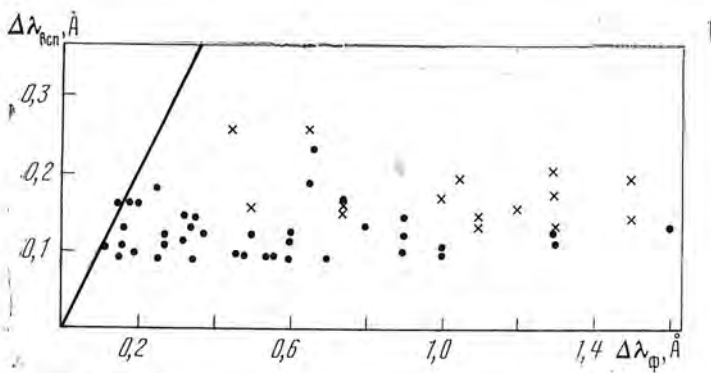


Рис. 5. Соотношение между ширинами эмиссионных линий во вспышке и ширинами фраунгоферовых линий в невозмущенной фотосфере. Прямая соответствует одинаковой ширине линий в обоих случаях.

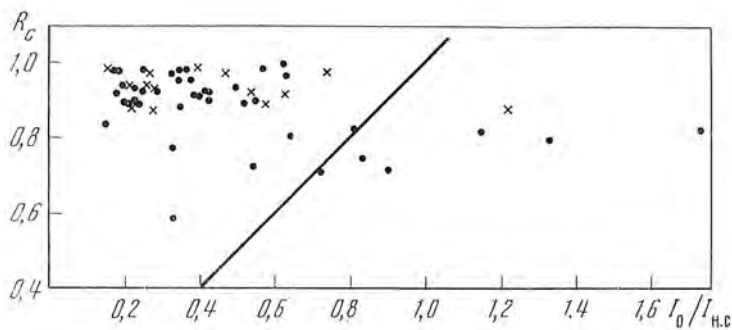


Рис. 6. Соотношение между глубиной фраунгоферовой линии и центральной интенсивностью эмиссии в линии. Прямая обозначает то же, что на рис. 5.

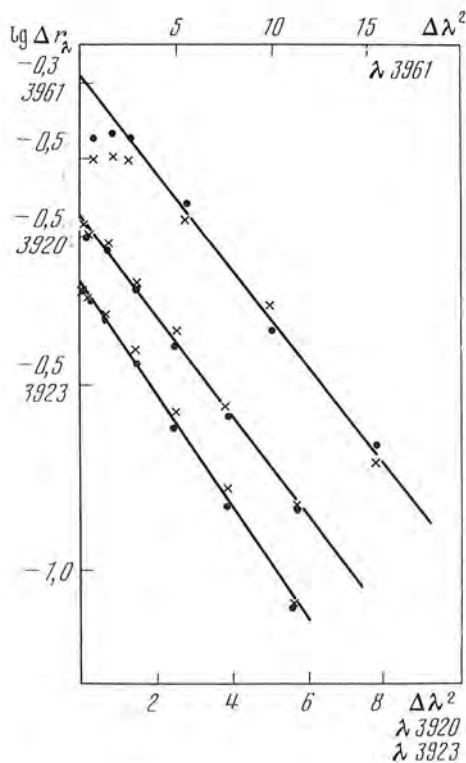


Рис. 7. Контуры линий $\lambda 3961,55$ Al I, $\lambda 3920,25$ Fe I и $\lambda 3922,90$ Fe I во вспышке 23.XI 1957 г. в доплеровских осях.

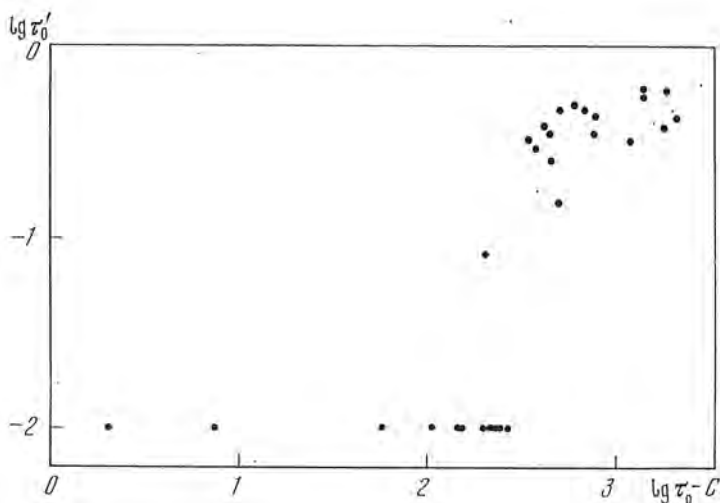


Рис. 8. Сравнение наблюдаемых и вычисленных оптических толщ для линий Fe I во вспышке 18.VIII 1959 г.

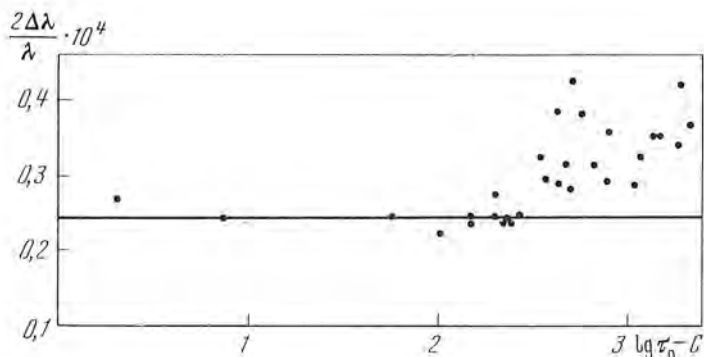


Рис. 9. Зависимость наблюдаемых полуширин линий Fe I от оптической толщи линий во вспышке 18.VIII 1959 г.

центральных интенсивностей были определены оптические толщ в линиях τ'_0 по формуле

$$I_n = I_0 e^{-\tau'_0}, \quad (3)$$

где I_n — наблюдаемая центральная интенсивность линии, а I_0 — центральная интенсивность, вычисленная по формуле (2). Результаты вычислений τ'_0 приведены в графе 6 табл. 2.

Сравним полученные нами оптические толщ в линиях с физическими характеристиками этих линий.

Оптическая толща в центре линии определяется следующим выражением:

$$\tau_0 = \frac{V \pi e^2}{m c^2} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda_D} f_i N_i, \quad (4)$$

где N_i — число поглощающих частиц на луче зрения в столбе с основанием, равным единице. Выразим величину N_i через N — полное число частиц в том же состоянии ионизации, что и N_i , и в том же столбе поглощающего газа:

$$N_i = b \frac{g_i}{U} N e^{-\frac{x_i}{k T_w}}, \quad (5)$$

где U — сумма по состояниям, а b — коэффициент, учитывающий отклонения от условий термодинамического равновесия. Подставляя (5) в (4) и прологарифмировав, получим

$$\lg \tau_0 = \lg \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} + \lg \frac{\lambda}{\Delta\lambda_D} + \lg gf\lambda + \lg b \frac{N}{U} - \frac{5040}{T_n} \kappa_i. \quad (6)$$

Так как мы рассматриваем линии одного элемента в определенном состоянии ионизации, то ряд величин из уравнения (6) будет одним и тем же для всех линий, и мы можем записать:

$$\lg \tau_0 = \lg gf\lambda - \frac{5040}{T_n} \kappa_i + C. \quad (7)$$

Если наше предположение о том, что уменьшение центральных интенсивностей широких и расщепленных линий вызвано поглощением, верно, то вычисленные по формуле (3) τ_0' должны увеличиваться при переходе к линиям с большими значениями τ_0 , полученными из уравнения (7).

Приняв для T_n значение 6500° согласно [8] и взяв значения $\lg gf$ из [9], вычислим для выбранных нами линий Fe I величины $\lg gf\lambda - (5040/T_n)\kappa_i$. Результаты вычислений приведены в графе 7 табл. 2. На рис. 8 дано соотношение между $\lg \tau_0'$, полученными из наблюдаемых контуров по формуле (3), и величиной $\lg gf\lambda - (5040/T_n)\kappa_i = \lg \tau_0 - C$ для линий Fe I.

Так как самопоглощение (поглощение) приводит к увеличению полуширин линий, сравним также наблюдаемые полуширины линий Fe I $2\Delta\lambda/\lambda$ с величиной $\lg gf\lambda - (5040/T_n)\kappa_i$ (рис. 9). На рис. 10 приведено соотношение между величинами $2\Delta\lambda/\lambda$ и $\lg gf\lambda$ для линий Fe II. Значения $\lg gf$ для линий Fe II взяты из [10]. Член $(5040/T_n)\kappa_i$ для линий Fe II не учитывался, так как выбранные линии имели очень близкие потенциалы возбуждения нижнего уровня κ_i .

Как видно из рис. 8—10, уменьшение центральных интенсивностей линий (или увеличение полуширины) может быть вызвано поглощением в слое на луче зрения. А появление центрального провала в некоторых эмиссионных линиях металлов может быть объяснено таким же образом, как появление линии K_β во флюккульных областях [11].

Используя данные для линий Fe I, приведенные в табл. 2, и проведя рассуждения аналогично [2], построим зависимость $\lg gf\lambda$ от κ_i (потенциала возбуждения нижнего уровня), которая позволяет определить температуру возбуждения тех слоев, в которых происходит поглощение

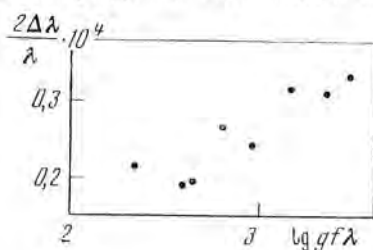


Рис. 10. Зависимость между полушириной и $\lg gf\lambda$ для линий Fe II во вспышке 18.VIII 1959 г.

эмиссии (рис. 11). На рис. 11 точками нанесены данные для линий Fe I, в которых согласно табл. 2 отсутствует заметное поглощение ($\tau_0' < 0,01$), кружками — данные для линий, в которых заметно поглощение на луче зрения ($\tau_0' > 0,01$), а крестиками — данные для линий, в которых наблюдается провал в центре линии. Если провести линию, отделяющую точки от кружков с крестиками, то угол наклона ее дает значение $\theta = 5040/T_n$. Полученная из рис. 11 температура возбуждения слоев, в которых происходит поглощение эмиссии, около 6500° .

Аналогичная зависимость была построена также для вспышки 17.VIII 1959 г. на основании визуальных оценок ширины эмиссии (см. табл. 1)

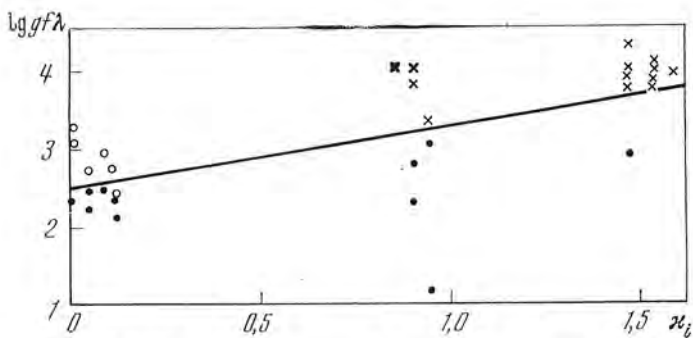


Рис. 11. Зависимость $\lg gf\lambda$ от потенциала возбуждения нижнего уровня κ_i для линий Fe I во вспышке 18.VIII 1959 г.

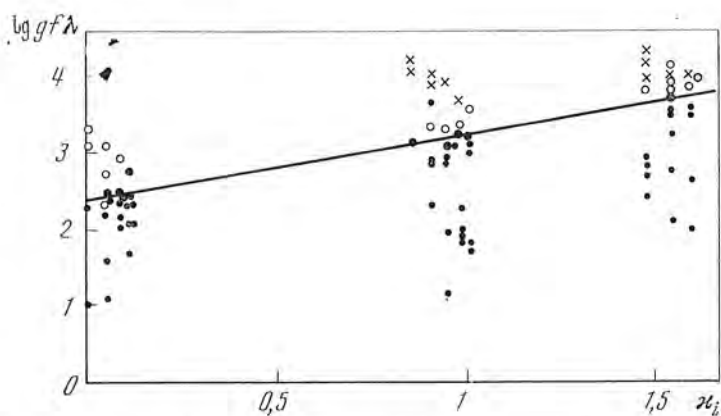


Рис. 12. Зависимость $\lg gf\lambda$ от κ_i для линий Fe I во вспышке 17.VIII 1959 г.

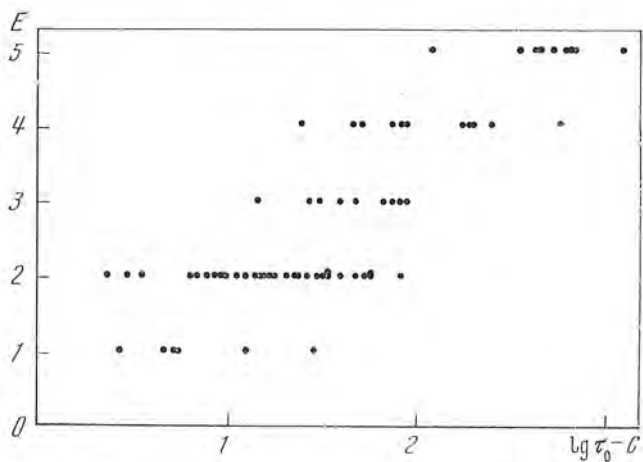


Рис. 13. Зависимость характера эмиссии усев в линиях Fe I от оптической толщи излучающего слоя в линии

и представлена на рис. 12. Точками нанесены узкие эмиссионные линии, темными кружками — линии с эмиссией средней ширины, светлыми кружками — широкие, крестиками — раздвоенные линии. Если отделить узкие линии как линии, в которых нет заметного поглощения эмиссии, от остальных прямой, то температура возбуждения слоев, в которых происходит поглощение, получится около 6000° .

Таким образом, проведенное нами исследование показывает, что предположение о поглощении эмиссии в некоторых линиях металлов во вспышках является вполне приемлемым.

2. Эмиссия усов в линиях металлов

В [12] обнаружена зависимость вида эмиссии усов в линиях металлов от интенсивности линий: линии с большими роуландовскими интенсивностями имеют протяженные двусторонние усы, линии с меньшими интенсивностями — короткие усы. По-видимому, различный вид эмиссии частично можно объяснить эффектом контраста, так как на фоне широких крыльев абсорбционной линии усы более заметны.

С другой стороны, при сопоставлении эмиссии линий металлов в усах и вспышках нами получено, что яркие протяженные усы наблюдаются в тех линиях, которые показывают расщепление во вспышках.

Можно предположить, что вид эмиссии усов в линиях металлов зависит от оптической толщи излучающего слоя в линии. Так как для оптически тонкого слоя величина эмиссии пропорциональна τ , то наиболее отчетливо усы будут видны в тех линиях, в которых будет достаточна толщина излучающего слоя.

Рассмотрим зависимость вида эмиссии усов в линиях нейтрального железа от их оптической толщи.

Линии Fe I, приведенные в табл. 1—4 из [12], разобьем по протяженности и яркости эмиссии на пять подгрупп: 1 — самая короткая эмиссия (группа 3г табл. 3); 2 — короткие усы средней и слабой яркости (группа 3а, б, в табл. 3 за несколькими исключениями); 3 — более протяженные усы, довольно яркие (табл. 1, 2, 4); 4 — усы средней яркости и средней протяженности (табл. 1, 2, 4); 5 — яркие протяженные усы (табл. 1, 2, 4).

На рис. 13 представлена зависимость характера эмиссии усов в линиях Fe I (E — номер группы) от величины $\lg gf\lambda - (5040/T_n) \kappa_i = \lg \tau_0 - C$. Температура возбуждения принята 6500° , такая же, как полученная в [8] для вспышек.

Учитывая тот факт, что протяженность и яркость усов оценивалась визуально, из рис. 13 можно сделать заключение, что вид эмиссии усов в линиях металлов определяется величиной оптической толщи излучающего слоя в линии.

Автор благодарен академику А. Б. Северному и профессору В. К. Прокофьеву за обсуждение результатов работы.

Ноябрь 1973 г.

Литература

1. M. Blaha, M. Kopecky, Z. Svestka. Nature, 1960, 187, 224.
2. M. Kopecky, V. Letfus, M. Blaha, Z. Svestka. Bull. Astron. Czechosl., 1963, 14, 146.
3. V. G. Babin, M. Kopecky, A. A. Rybina. Bull. Astron. Czechosl., 1967, 18, 319.
4. К. В. Аликаева. Астрометрия и астрофизика, 1969, 8, 92.
5. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хозлова. Астрон. ж., 1960, 37, 23.
6. Б. П. Абрамевский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 334.
7. M. Minnaert, G. F. W. Mulders, J. Houtgast. Photometric Atlas of the Solar Spectrum, Amsterdam, 1940.
8. П. Н. Полунав. Вопросы астрофизики. Киев, «Наукова думка», 1967, стр. 96.
9. Ч. Корлис, У. Вогман. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М., «Мир», 1968.
10. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 234.
11. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1952, 9, 25.
12. А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 62.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ НА СПЕКТРОГЕЛИОГРАММАХ, ПОЛУЧЕННЫХ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ЛИНИЯХ, И ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ НЕВОЗМУЩЕННОГО СОЛНЦА К АКТИВНЫМ ОБЛАСТЯМ

Э. Е. Дубов, Л. Г. Карташова

Исследуется распределение яркости в активных (АО) и невозмущенных (СО) областях Солнца на спектрогелиограммах (СГГ) в спектральных линиях крайнего ультрафиолета, полученных на спутнике ОСО-4 и опубликованных Ривсом и Паркинсоном в 1970 г. Результаты приводятся в таблицах и в виде графиков. Верхняя солнечная атмосфера делится на шесть частей. Основные заключения следующие.

Собственно корона в АО возникает в области больших температур, чем в СО. По сравнению с СО слои с одной и той же температурой в АО отличаются большими значениями вертикального градиента температуры dT/dh , так как соответствующие слои в АО тоньше и опущены ниже. В АО зависимость $\lg [(dT/dh)^{-1}]$ от $\lg T$ круче, чем в СО. Величина $I(\text{АО})/I(\text{СО})$ имеет отчетливый минимум при $\lg T \approx 5,2$.

Существует различие в распределении яркости в АО и СО. Величина флуктуаций в АО больше. В АО корреляция между распределениями яркости на СГГ в линиях верхней хромосферы и в корональных линиях существенно больше, чем корреляция между распределениями яркости на СГГ в корональных линиях и на СГГ в линиях переходной зоны.

Различия в распределении яркости для корональных линий и линий переходной зоны характерны как для АО, так и для СО. Для линий, образующихся при $\lg T \approx 5,2$, наблюдается минимум корреляции флуктуаций яркости на соответствующих СГГ с флуктуациями яркости на СГГ в корональных линиях. Этой температуре соответствует максимальный градиент температуры в АО и СО и неглубокий минимум контраста темных и ярких деталей в АО.

Получено, что в модели [12] необходимо уменьшить толщину верхней хромосферы в 3—4 раза. Над серединой супергранул при температурах $(1 \div 3) \cdot 10^6$ °К необходимо увеличить градиент температуры. Для АО модель нужно изменить так, чтобы изотермы в АО проходили ниже, чем в СО, и каждый участок стал тоньше (примерно так, как изображено на схеме на рис. 9). Исключение, может быть, следует сделать только для верхней хромосферы, так как там dT/dh очень резко растет с T (рис. 4).

THE BRIGHTNESS DISTRIBUTION IN EUV SPECTROGELIOGRAMS AND THE STRUCTURE CHANGES IN SOLAR ACTIVE REGIONS AS COMPARED TO QUIET REGIONS, by E. E. Dubov and L. G. Kartashova. The brightness distributions in quiet (QR) and active (AR) regions in several EUV spectroheliograms (SHG) taken with the aid of OSO-IV and published by Reeves and Parkinson [16] are considered. The results are given in figures and tables. The upper solar atmosphere is divided into 6 segments. The main conclusions are: the proper corona arise in AR at higher temperature than in QR. Compared to QR the layers with certain temperature have in AR the temperature gradient dT/dh more strong, the respective layers are comparatively thin and lowered. In AR the dependence of $\lg [(dT/dh)^{-1}]$ on $\lg T$ is steeper than in QR. Values of $I(\text{AR})/I(\text{QR})$ have well marked minimum near $\lg T = 5,2$. There is difference in correlations of brightness distributions in different SHG's for AR and QR. Fluctuations of brightness in

AR are stronger. In AR the correlations of brightness] fluctuations, between the SHG in upper chromosphere lines and those in coronal lines are appreciably more than between SHG's taken in lines of the transition zone and SHG's of coronal lines. The differences in brightness distributions for SHG in coronal spectral lines of transition zone are proved for AR as for QR. There are some peculiarities in brightness fluctuations near $\lg T = 5.2$. In the model by Dubov [12] it is necessary to diminish 3—4 times the thickness of the upper chromosphere. For regions above inner parts of supergranula it is necessary to increase the value of temperature gradient near $(1-3) \cdot 10^6$ °K. For AR the model should be modified to make all isotherms lower than in QR and each segment thinner (for instance as in the scheme in figure 9). The only exception possibly should be made for the upper chromosphere because there dT/dh increase with T very steeply.

Известно, что исследование излучения в ультрафиолетовых линиях спектра Солнца может дать и действительно дало много новых сведений о физических условиях в атмосфере Солнца, особенно в переходной зоне от хромосферы к короне [1—6].

Много важных выводов сделано на основании большого числа спектрогелиограмм (СГГ), полученных в ультрафиолетовых линиях с помощью фотоэлектрического спектрометра орбитальной солнечной обсерватории ОСО-4 [7—10 и др.]. Изучение распределения яркости на этих СГГ, начатое нами ранее [11], представлялось интересным продолжить и для активных областей на диске Солнца. Очевидно, что изменение свечения ультрафиолетовых линий при образовании активных областей должно отражать изменение структуры переходной зоны от хромосферы к короне. Одним из авторов предложена модель переходной зоны для спокойных областей [12]. Мы ставим себе задачу получить указание о возможных изменениях в этой модели для активных областей и о возможных уточнениях для спокойных областей.

Ниже приводится анализ распределения яркости на СГГ, полученных в нескольких ультрафиолетовых линиях на орбитальной обсерватории ОСО-4. Этот анализ, проведенный отдельно для невозмущенных (СО), активных областей Солнца (АО), а также областей слабой активности (САО), позволил нам получить зависимости усиления яркости в АО и САО, вертикального температурного градиента в них, корреляции в распределении яркости и др. от величины T_m — наиболее благоприятного значения температуры для образования данной линии.

В нашем рассмотрении мы использовали два типа данных: 1) средние интенсивности излучения на СГГ для различных областей и 2) величины флуктуаций интенсивности и величины коэффициентов корреляции между флуктуациями на различных СГГ.

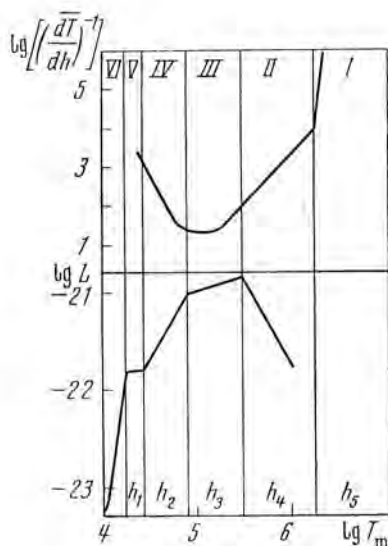
СГГ выбиралась так, чтобы обеспечить перекрытие температур от верхней хромосферы ($\sim 10^4$ °K) до короны ($\geq 10^6$ °K).

Удобно сравнивать результаты, полученные для СО, АО и САО отдельно для различных участков атмосферы, отличающихся особенностями излучения (например, разными зависимостями излучения от температуры) или механизмами установления энергетического баланса. Для разделения верхней солнечной атмосферы на участки удобно нанести на одном графике и сопоставить две кривые: 1) кривая, полученная Атеем [3] (использовавшим наблюдения ряда ультрафиолетовых линий) и выражающая зависимость изменения вертикального температурного градиента dT/dh от температуры слоев, в которых эти линии образуются, и 2) кривая, рассчитанная Коксом и Тукером [13] для эмиссии газа с химическим составом, аналогичным солнечному, при различных температурах. Последняя кривая грубо может быть представлена ломаной линией [14]. Эти две кривые приведены на рис. 1.

Из рис. 1 видно, что интервал температур от 10^4 до 10^7 °K можно разбить на шесть частей, соответствующих шести интервалам высот солнечной атмосферы.

Рис. 1. Зависимость $\lg [(dT/dh)^{-1}]$ от $\lg T_m$, согласно Атею [3], и зависимость $\lg (L = P/n_e n_H)$ от $\lg T_m$, согласно Коксу и Тукеру [43]

P — излучательная способность 1 см^3 солнечного газа (действительная кривая схематически представлена отрезками прямых)



1) Участок *I* ($h > h_5$) характеризуется высокой температурой ($\lg T > 6,2$), малым dT/dh и очень быстрым уменьшением dT/dh с ростом температуры. В дальнейшем будем называть этот участок «нижняя корона».

2) Для участка *II* ($h_4 < h < h_5$, $5,4 < \lg T < 6,2$) произведение $(dT/dh) T^{-6}$ постоянно и излучательная способность уменьшается с увеличением температуры. В этой части температурный профиль определяется уравнением теплопроводности при постоянстве теплового потока из короны. Ниже этот слой будет называться «переходной зоной от хромосферы к короне».

3) В так называемой «нижней части переходной зоны» (участок *III*, $h_3 < h < h_4$, $4,9 < \lg T < 5,4$) излучение играет значительную роль в энергетическом балансе и заметно уменьшает поток тепла, распространяющийся из короны вниз. Градиент температуры увеличивается с уменьшением температуры значительно медленнее, чем на участке *II*, и достигает на участке *III* максимума.

4) Участок *IV* — «верхняя хромосфера» ($h_2 < h < h_3$, $4,45 < \lg T < 4,9$). Диссипация энергии механических волн балансируется излучением; dT/dh уменьшается с падением температуры.

5) На участке *V* ($h_1 < h < h_2$, $4,25 < \lg T < 4,45$) излучательная способность растет с уменьшением температуры. Этот слой должен быть очень тонким, термически неустойчивым, здесь должен быть скачок температуры [15].

6) В «нижней хромосфере» (участок *VI*, $\lg T < 4,25$, $h < h_1$) приток энергии из-за диссипации потока механических волн балансируется излучением нейтрального водорода, а еще ниже, вблизи температурного минимума в солнечной атмосфере, основное излучение связано с отрицательными ионами водорода.

Наблюдательный материал

Нами использовано 26 СГГ, полученных в течение 9 дней наблюдений в линиях 20 различных ионов семи химических элементов. Эти СГГ приведены в атласе Ривса и Паркинсона [16]. Было использовано еще 11 СГГ, полученных в свете линии $\lambda 625 \text{ Mg X}$ в течение 17 час 18.XI 1967 г.

Выбор СГГ обуславливался рядом соображений: 1) линии, в которых сняты СГГ, должны быть по возможности свободны от блендов; 2) температуры, при которых возбуждаются эти линии, должны перекрывать интервал 10^4 — 10^7 °К, т. е. от хромосферы до короны; 3) чтобы можно было

Таблица 1

Ион	$\lambda, \text{Å}$	Дата 1967 г.	Время, UT		Ион	$\lambda, \text{Å}$	Дата 1967 г.	Время, UT	
			начало	конец				начало	конец
Si XII	499	1.XI	00.31	01.12	Si XII	499	6.XI	19.56	21.27
O I	1305	—	03.37	04.28	Ne VII	465	—	22.31	23.12
N IV	765	—	10.05	10.46	Mg X	625	6.XI	18.00	19.25
Si XII	499	2.XI	06.50	07.26	O III	703	—	11.21	13.02
N II	1085	—	08.26	09.12			26.XI		
O IV	790	—	05.14	05.55	Si XII	499	—	03.18	09.04
Mg X	625	3.XI	03.34	04.15	Ne VIII	770	—	06.42	07.28
Mg IX	368	—	06.46	07.27	Mg X	625	—	09.53	10.40
O V	630	—	00.23	01.04	O VI	1032	—	03.31	04.17
Si XII	499	—	19.32	19.57	Si XII	499	27.XI	06.38	07.30
He I	537	—	15.08	16.36	N III	991	—	05.03	05.54
Si XII	499	4.XI	22.39	23.20	Ne VI	562	11.XI	22.11	22.52
He II	304	—	21.04	21.40	N V	1243	12.XI	07.45	08.31
Mg X	625	4.XI	11.34	13.10	Si III	1206	11.XI	04.43	05.24
C II	1335	—	13.20	14.51	Fe XVI	361	26.XI	13.21	14.56

Таблица 2

Время, UT		Время, UT		Время, UT	
начало	конец	начало	конец	начало	конец
00.56	01.37	07.19	08.00	13.57	15.27
02.32	03.13	08.54	09.35	15.43	17.08
04.12	04.23	10.35	11.11	17.23	18.54
05.38	06.24	12.16	13.46		

сравнивать распределения яркости на разных СГГ, группы в две СГГ или более должны быть получены достаточно быстро одна за другой (см. ниже).

Данные об использованных СГГ содержатся в табл. 1 и 2.

В табл. 2 приводятся данные для $\lambda 625 \text{ Mg X } 18.XI 1967 \text{ г.}$ Калибровка отсчетов спектрофотометра описана в [17].

Разрешение на СГГ составляло $1'$. Изучались только те части СГГ, для которых $\rho \leq 0,6 r_{\odot}$. Благодаря этому практически исключалось влияние изменения яркости от центра к краю [9] и возможное смещение из-за проекции, связанное с неодинаковой высотой образования линий.

На каждой СГГ нами были выделены в среднем по три АО и по четыре САО (обычно это слабые кальциевые или водородные флоккулы без пятен). Нумерация областей СА и АО по данным обсерватории Мак-Мас за каждый день наблюдений приведена в табл. 3. На каждой СГГ изучалось также распределение яркостей в СО. Выделение АО, СО и САО производилось следующим образом.

Активные области — области, покрывающие районы расположения солнечных пятен. На ультрафиолетовых СГГ активные области имеют, как правило, очень высокий контраст и выделяются без труда: граница АО на СГГ определялась по началу быстрого роста яркости по сравнению с соседними невозмущенными участками. Другими словами, она проходила по точкам (отсчетам), в которых яркость значительно возростала (примерно в 2 раза) по сравнению с соседними точками невозмущенного Солнца.

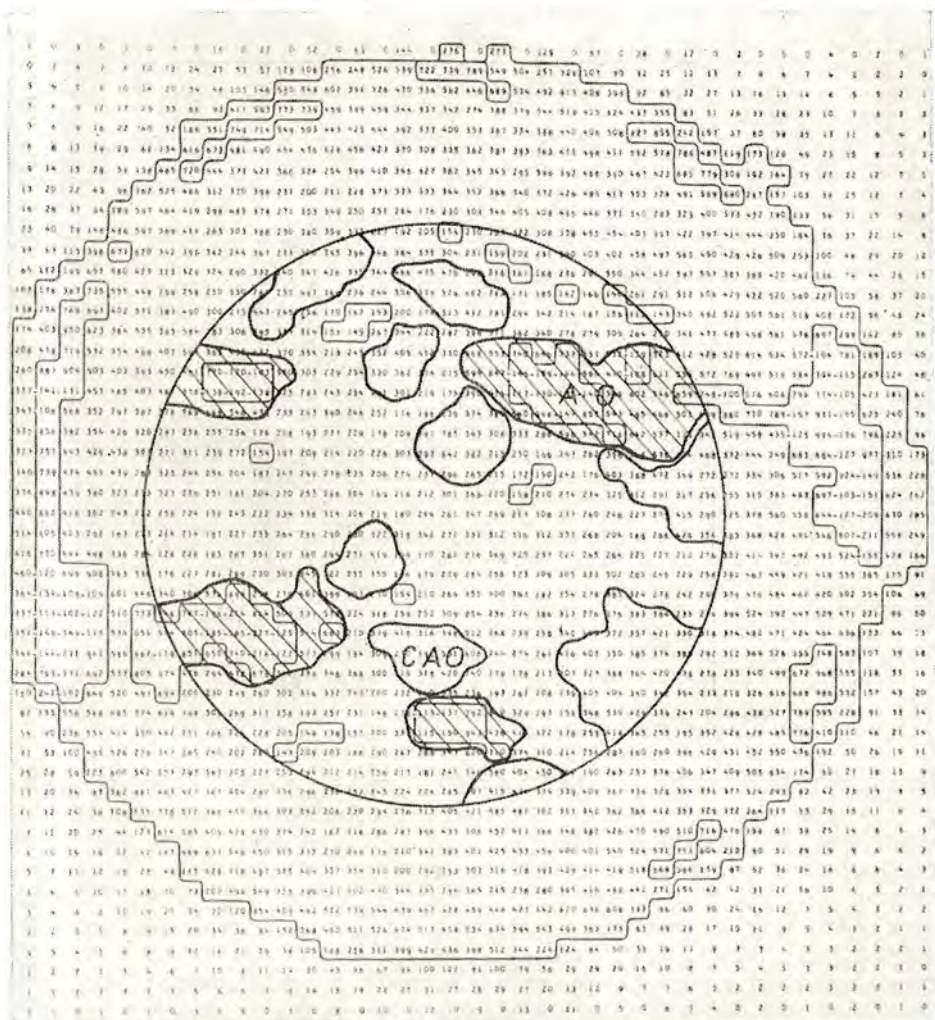


Рис. 2. Спектральнограмма, полученная на ИСЗ ОСО-4 в $06^{h}42^{m}$ 26.XI 1967 г. в линии $\lambda 770 \text{ \AA}$ Ne VIII, и расположение областей АО, СО и САО на ней
 Радиус нанесенной окружности $0,67 \odot$

К спокойным областям нами относились, как правило, экваториальные районы Солнца, а также другие области, в которых отсчеты спектральнографа колеблются от точки к точке, не испытывая заметного монотонного роста их или убывания в пределах выбранной области. Значения отсчетов сохраняются близкими к значениям яркости в центре диска.

На СГГ наблюдаются также области промежуточной яркости между АО и СО. В них нет пятен, и обычно они соответствуют слабым флоккулам, наблюдаемым в линиях H_{α} и К. Эти последние области относились нами к областям слабой активности. Проведение на СГГ границ этих областей в некоторой степени субъективно. Пример расположения АО, СО и САО приведен на рис. 2.

При изучении распределений яркости в СО нами ранее [11] было показано, что на СГГ, полученных в различных линиях одного и того же иона, они достаточно близко совпадают друг с другом. По нашему мнению, это свидетельствует о том, что наблюдаемая картина распределения яркости не связана с аппаратными флуктуациями, а характеризует рас-

Таблица 3

Дата, 1937 г.	Тип активности	Номер кальциевых флоккульных площадок по данным Мак-Мас
1. XI	АО	9043 *, 9044, 9045, 9047, 9048
	САО	9043 *, 9046, 9047, 9048
2. XI	АО	9043, 9044, 9045, 9047, 9048, 9046
	САО	9043, 9048, 9047
3. XI	АО	9047, 9048, 9046
	САО	9048, 9043
4. XI	АО	9047, 9048, 9054, 9046
	САО	9047, 9048
6. XI	АО	9047, 9048, 9054
	САО	9054, 9056, 9059, 9060
11. XI	АО	9062, 9063, 9065
	САО	9057, 9061, 9063
12. XI	АО	9062, 9064, 9065
	САО	9062, 9063, 9064, 9065
26. XI	АО	9082, 9088, 9089, 9091
	САО	9081, 9085, 9086, 9087, 9088, 9096, 9097
27. XI	АО	9082, 9088, 9089, 9091
	САО	9085, 9086, 9087, 9096, 9097

* Во многих случаях к областям АО и САО нами отнесены различные участки одной и той же флоккульной площадки.

пределение физических условий по поверхности Солнца. Естественно поставить вопрос о том, насколько долго распределение яркости на СГГ сохраняется неизменным. Для решения этого вопроса нами вычислены коэффициенты корреляции между флуктуациями яркости на последовательных (во времени) парах СГГ, снятых в линии $\lambda 625 \text{ \AA}$ Mg X. Метод вычисления коэффициентов корреляции (r_{j_1, j_2}) описан ниже на стр. 123. Полученные значения r_{j_1, j_2} отдельно для СО и АО приведены на рис. 3. Видно, что распределение яркости меняется в течение времени несколько по-разному для АО и СО, но коэффициент корреляции остается довольно высоким в обоих случаях (больше $+0,7$) в течение 10 час.

Обработка наблюдательных данных

Каждая СГГ (рис. 2) представляет собой матрицу-карту Солнца, составленную из цифр-отсчетов спектрогелиометра. Подробно описание СГГ дано в атласе [16]. При сравнении распределения яркости необходимо было установить соответствие гелиографических координат между обеими сравниваемыми СГГ. Точность должна быть не меньше $1'$. Для этого сначала рассчитывалось смещение из-за вращения Солнца, а окончательное соответствие устанавливалось по выделяющимся ярким и темным точкам (максимальным и минимальным отсчетам спектрогелиометра). В среднем на каждой СГГ выбиралось около 100 точек для АО, около 150 точек для областей САО и около 200 — для СО.

Определение средних интенсивностей. Для каждой СГГ нами были определены средние интенсивности излучения в АО, САО и СО. В случае АО они вычислялись как средние сразу для всех 3—4 АО, наблюдавшихся на диске Солнца. Аналогичным образом мы объединили и области САО.

Для СГГ в линии $\lambda 770 \text{ \AA}$ Ne VIII — одной из тех линий, в которых к излучению в линии добавляется излучение лаймановского континуума, — производилась редукция отсчетов спектрогелиометра. Методика редукции описана в [17]. Логарифмы отношений средних интенсивностей в АО и САО к средней интенсивности для СО приведены в табл. 4 и на рис. 4 в за-

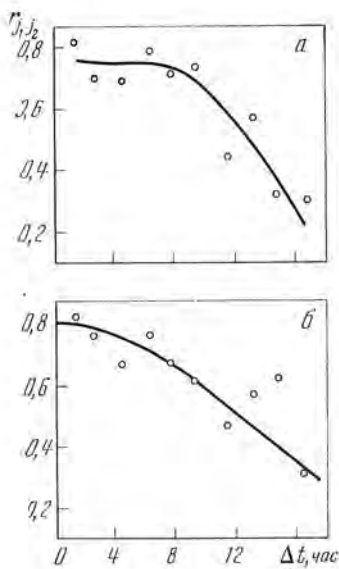


Рис. 3. Коэффициент корреляции между распределением яркости на 11 СГГ, полученных в линии $\lambda 625 \text{ Mg X } 18$. XI 1967 г. с $00^{h}56^{m}$ до $18^{h}54^{m}$ UT (табл. 2) в зависимости от разницы по времени получения сравниваемых СГГ для активных и невозмущенных областей Солнца

a — CO; б — АО

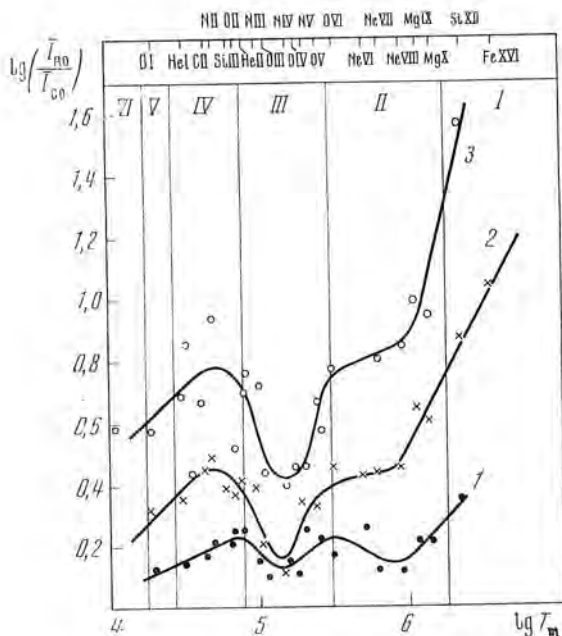


Рис. 4. Средние интенсивности спектральных линий в сравнении с невозмущенными областями Солнца

1 — область слабой активности; 2 — активные области; 3 — значения, полученные Нойесом и др. [17], для наиболее ярких мест активных областей

висимости от $\lg T_m$. Величина T_m — это то значение температуры, при которой содержание иона, излучающего данную линию (R_i), максимально. Кривые ионизации элементов [$R_i(T)$] приведены в [6, 18, 19]. Согласно этим работам, функция [$R_i(T)$] быстро изменяется с температурой, так что для каждого иона сорта i интервал температуры $\Delta T = T_{i_2} - T_{i_1}$, в котором $R_i(T)$ уменьшается, скажем, в 10 раз, весьма невелик. Поэтому величина T_m характеризует температуру в области образования рассматриваемой линии. На рис. 4 нами приводятся также логарифмы отношения интенсивностей, полученных Нойесом и др. в [17] (кривая 3) по тому же наблюдательному материалу. Ими определены отношения интенсивностей только для наиболее ярких точек, поэтому значения $\lg [\overline{I(AO)}/\overline{I(CO)}]$ на кривой 3 больше, чем полученные нами.

Яркости в разных точках одной и той же АО весьма различны. О разбросе измеренных значений можно, в частности, судить по приведенной ниже величине средней флуктуации яркости. На рис. 6 (см. ниже) видно, что средняя величина флуктуации логарифма яркости $\Delta \approx 0,3$.

Определение градиентов температуры. По средним значениям интенсивностей нами определены величины вертикальных градиентов температуры отдельно в CO, CAO и АО. Известно, что для оптически тонкого слоя интенсивность излучения Солнца в данной линии с длиной волны λ можно представить так:

$$I_\lambda = 1,74 \cdot 10^{-16} A_{\text{EIG}} g f P_{\nu_0}^2 \int_{T_{e1}}^{T_{e2}} R_i(T_e) T_e^{-3/2} 10^{-\frac{5040z}{T_e}} \left(\frac{dT_e}{dh} \right)^{-1} dT_e \quad (1)$$

Данные и результаты вычислений

Ион	$\lambda, \text{Å}$	$\lg T_m$	$\lg \frac{I(\text{CAO})}{I(\text{CO})}$	$\lg \frac{I(\text{AO})}{I(\text{CO})}$	Δ_{CO}	Δ_{CAO}	Δ_{AO}	W_{CO}	W_{CAO}	W_{AO}	$r_{\text{CO}}^{1/2}$	$r_{\text{CAO}}^{1/2}$	$r_{\text{AO}}^{1/2}$	$\bar{I},$ эрг/сек. -см ² -стер
O I	1305	4,30	0,02	0,33	0,08	0,12	0,22	0,40	0,37	0,33	+0,17	+0,32	+0,41	655
He I	537	4,50	0,04	0,35	0,15	0,20	0,26	0,40	0,37	0,17	+0,25	+0,28	+0,57	40,5
C II	1335	4,65	0,07	0,46	0,12	0,16	0,25	0,36	0,27	0,17	+0,28	+0,55	+0,59	952
N II	1085	4,70	0,11	0,50	0,13	0,18	0,29	0,36	0,28	0,27	+0,39	+0,42	—	104
Si III	1206	4,80	0,11	0,39										817
O II	718	4,85	0,15	0,37										21,5
He II	304	4,90	0,15	0,42	0,26	0,32	0,28	0,38	0,23	0,29	+0,22	+0,52	+0,52	
N III	991	5,00	0,06	0,39	0,15	0,18	0,33	0,30	0,25	0,21	+0,44	+0,47	+0,56	88,2
O III	703	5,05	0,01	0,21	0,21	0,21	0,25	0,37	0,30	0,29	+0,32	+0,44	+0,47	94,6
N IV	765	5,20	0,05	0,41	0,44	0,17	0,21	0,41	0,43	0,31	+0,23	+0,16	+0,36	48,7
O IV	790	5,25	0,01	0,26	0,14	0,18	0,25	0,30	0,30	0,33	+0,38	+0,28	+0,13	62,5
N V	1243	5,30	0,35	0,33										92,9
O V	630	5,40	0,12	0,35	0,15	0,17	0,33	0,30	0,48	0,26	+0,21	+0,26	+0,41	305
O VI	1032	5,50	0,07	0,46	0,16	0,17	0,33	0,41	0,31	0,39	+0,30	+0,38	+0,32	347
Ne VI	562	5,70	0,15	0,44										40,1
Ne VII	465	5,80	0,03	0,45	0,18	0,21	0,30	0,40	0,31	0,35	+0,40	+0,35	+0,40	65,1
Ne VIII	770	5,95	0,02	0,46	0,14	0,21	0,30	0,35	0,09	0,19	+0,45	+0,70	+0,52	39,6
Mg IX	368	6,05	0,01	0,65	0,26	0,24	0,34	0,28	1,16	0,17	+0,56	+0,67	+0,60	196
Mg X	625	6,15	0,12	0,62	0,17	0,20	0,28	0,29	0,09	0,17	+0,57	+0,77	+0,72	47,8
Si XII	499	6,35	0,25	0,89	0,18	0,19	0,31							51,0
Fe XVI	361	6,55	1,16											31,7

Здесь g — фактор Гаунта, A_{Ei} — содержание данного элемента по отношению к водороду, f — сила осциллятора, $P_{e_0} = n_e T_e$, T_e и n_e — электронные температура и плотность, $R_i(T_e)$ — доля иона i от величины A_{Ee} , χ — потенциал возбуждения в электронвольтах.

При выводе формулы (1) сделаны следующие предположения: 1) линии образуются в результате возбуждения электронными ударами в оптически тонком слое; 2) давление в области образования линии не зависит от температуры; 3) концентрация атомов водорода определяется соотношением $N(H) = 0,8n_e$. Если в (1) вынести из-под интеграла среднее значение $\overline{dT/dh}$, то

$$\left(\overline{dT/dh}\right)^{-1} = I_\lambda/K, \quad (2)$$

где

$$K = 1,74 \cdot 10^{-16} A_{Ei} g / P_{e_0}^2 \int_{T_{e1}}^{T_{e2}} R_i(T_e) T_e^{-5/2} 10^{-\frac{5040\chi}{T_e}} dT_e.$$

Средняя величина градиента температуры в области образования каждой линии определена нами по наблюдаемому значению I_λ — средней интенсивности в областях АО и СО, САО и по формуле (2). При вычислениях величины K принималось, что в спокойных областях давление в переходном слое не меняется (см., например, [3, 171], $P_{e_0} = 6 \cdot 10^{14}$ °К см⁻³, в САО P_e в 3 раза и в АО в 5 раз больше, чем в СО [17]. Использованные при вычислениях данные взяты нами из [5, 20]. Эти данные, а также результаты вычислений представлены в табл. 5. На рис. 5 приведена зависимость $\lg[(\overline{dT/dh})^{-1}]$ от $\lg T_m$.

Определение флуктуаций интенсивности. Определялись флуктуации яркости от локального среднего для каждой точки рассматриваемой СГГ. Если координаты данной точки обозначить через i и k , а величину яркости

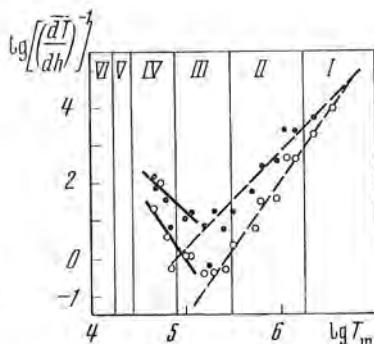


Рис. 5. Зависимость вертикального температурного градиента от $\lg T_m$

Темные точки — СО, светлые — АО

в ней (отсчет спектрофотометра) через C_{ik} , то среднее значение яркости окружающих (восьми) точек L_{ik} , называемое нами локальным средним, определялось согласно выражению

$$L_{ik} = \frac{1}{8} \left[\sum_{k-1}^{k+1} C_{i-1,k} + \sum_{k-1}^{k+1} C_{i+1,k} + C_{i,k+1} + C_{i,k-1} \right]. \quad (3)$$

Флуктуацией яркости в этой точке считалась величина R_{ik} :

$$R_{ik} = (C_{ik} - L_{ik})/L_{ik}. \quad (4)$$

Величины R_{ik} определены для всех точек рассматриваемых участков СГГ. Если значение $|R_{ik}|$ в данной точке меньше или равно 0,05, то точка называлась серой, в противном случае она считалась яркой или темной в зависимости от знака R_{ik} . Для каждой СГГ нами вычислялись также

Ион	$\lambda, \text{Å}$	$\lg T_m$	g	f	$G \cdot 10^{-10}$	$\lg[0,3(dT/dh)^{-1}]$		
						CO	CAO	AO
C II	1335	4,65	0,72	0,44	32,05	1,67	0,79	0,75
N II	1085	4,70	0,72	0,107	20,32	1,39	0,56	1,45
Si III	1206	4,80	0,34	1,70	197,2	1,06	0,21	0,05
O II	718	4,85	0,34	0,44	6,910	0,20	-0,52	-0,70
N III	991	5,00	0,73	0,40	32,34	0,54	-0,57	-0,45
O III	703	5,05	0,75	0,18	13,19	0,70	-0,25	-0,48
N IV	755	5,20	0,48	0,59	35,93	0,26	-0,56	-0,88
O IV	790	5,25	0,65	0,14	40,59	-0,83	-1,65	-1,95
N V	1243	5,30	0,84	0,078	89,38	0,77	-0,03	-0,90
O V	630	5,40	0,87	0,50	34,52	0,28	-0,55	-0,78
O VI	1032	5,50	0,92	0,135	47,52	0,74	-0,14	-0,17
Ne VI	562	5,70	0,85	0,09	15,75	1,23	0,09	0,27
Ne VII	465	5,80	0,70	0,39	5,677	1,93	1,00	0,98
Ne VIII	770	5,95	0,89	0,105	9,917	2,00	1,08	1,07
Mg IX	368	6,05	0,80	0,31	1,972	2,88	2,04	2,14
Mg X	625	6,15	0,96	0,045	2,668	2,89	2,05	2,13
Si XII	499	6,35	0,88	0,075	0,7283	3,23	2,52	2,77
Fe XVI	361	6,55	0,73	0,13	0,7767	—	—	3,46

асимметрия A_j и эксцесс E_j распределения R_{ik} в АО, СО и САО. Оказывалось, что в большинстве случаев распределение R_{ik} довольно близко к нормальному, т. е. для СГГ, обозначенной индексом j ,

$$A_j = \frac{1}{nS_j^3} \sum_i \sum_k (R_{ik}^j - \overline{R_{ik}^j})^3 \approx 0,$$

$$E_j = \frac{1}{nS_j^4} \sum_i \sum_k (R_{ik}^j - \overline{R_{ik}^j})^4 \approx 3,$$

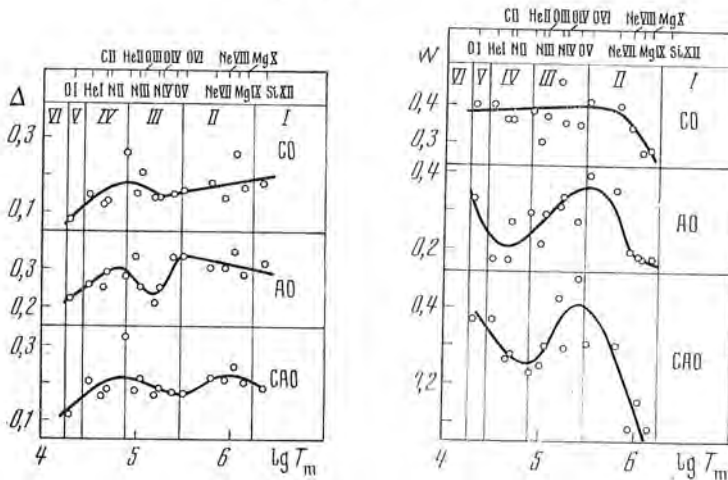


Рис. 6. Зависимость среднего значения флуктуации яркости Δ от $\lg T_m$

Рис. 7. Зависимость частоты антисовпадений W ярких и темных точек с последними на СГГ в линии $\lambda 499 \text{ Å}$ Si XII от $\lg T_m$

где $\overline{R_{ik}^j}$ и S_j определяются по приведенным ниже формулам (8) и (9).

Отдельно для АО и СО и САО были определены средние значения величин $|R_{ik}|$:

$$\Delta = \left(\sum_n |R_{ik}| \right) / n. \quad (5)$$

Здесь n — число используемых точек. Результаты приведены в табл. 4 и на рис. 6.

Частота совпадения ярких и темных мест. Распределение яркости для различных элементов сравнивалось с распределением яркости на СГГ в корональных линиях $\lambda 499$ Si XII и $\lambda 625$ Mg X.

Обозначим общее число несерых точек в рассматриваемых участках через N . Пусть при этом число деталей структуры, ярких (темных) на СГГ, снятой в линии Si XII, по являющихся, наоборот, темными (яркими) на изучаемой СГГ, равно m . Тогда величину

$$W = m/N \quad (6)$$

будем называть частотой антисовпадений. Величины W приведены на рис. 7 и в табл. 4.

Определение коэффициентов корреляции между флуктуациями яркости. Для дальнейшего изучения распределения флуктуаций яркости нами определялись величины коэффициента корреляции ($r_{j_1 j_2}$) между значениями флуктуации яркости R_{ik} на изучаемой СГГ и определенными для тех же мест изображения Солнца флуктуациями яркости на близкой по времени СГГ, полученной в линии $\lambda 499$ Å Si XII.

В нескольких случаях сравнение производилось с распределением флуктуации на СГГ в линии $\lambda 625$ Å Mg X. Ранее [11] нами было выяснено, что распределения яркости на СГГ в линиях $\lambda 499$ Å Si XII и $\lambda 625$ Å Mg X очень близки. Коэффициенты корреляции между значениями флуктуации яркости на СГГ j_1 и j_2 вычислялись согласно выражениям (7) — (9):

$$r_{j_1 j_2} = \frac{\sum_i \sum_k (R_{ik}^{j_1} - \overline{R_{ik}^{j_1}}) (R_{ik}^{j_2} - \overline{R_{ik}^{j_2}})}{n S_{j_1} S_{j_2}}, \quad (7)$$

где

$$\overline{R_{ik}^j} = \frac{1}{n} \sum_i \sum_k R_{ik}^j \quad (8)$$

и

$$S_j^2 = \frac{1}{n} \sum_i \sum_k (R_{ik}^j - \overline{R_{ik}^j})^2, \quad (9)$$

n — общее число точек.

Как и прежде, вычисления были проведены отдельно для областей САО, АО и СО. Ошибки коэффициентов корреляции колебались от $\pm 0,04$ до $\pm 0,06$. Результаты приведены в табл. 4 и на рис. 8. Наложение флуктуаций яркости лаймановского континуума на флуктуации в линиях $\lambda 765$ Å N IV, $\lambda 790$ Å O IV и $\lambda 770$ Å Ne VIII в какой-то степени могло бы исказить вычисленные нами величины Δ и $r_{j_1 j_2}$ для названных линий. Для СГГ в линиях $\lambda 765$ Å N IV и $\lambda 790$ Å O IV не оказалось достаточно близких по времени СГГ в лаймановском континууме, поэтому мы воздержались от введения каких-либо

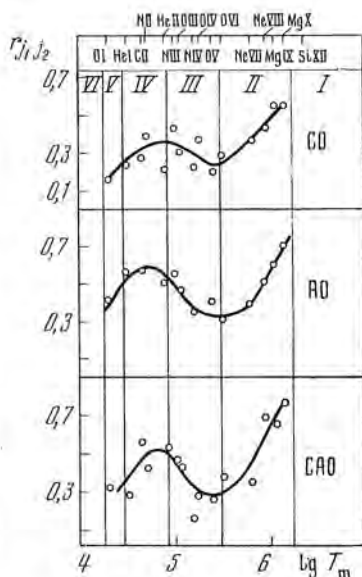


Рис. 8. Коэффициент корреляции $r_{j_1 j_2}$ в зависимости от $\lg T_m$

поправок в величины Δ и $r_{j_{i2}}$. Учет лаймановского континуума при вычислениях величин Δ и $r_{j_{i2}}$ для СГГ в линии $\lambda 770 \text{ \AA}$ Ne VIII практически не изменил результатов.

Теоретические положения

I. Учитывая, что в верхней хромосфере и нижней короне газовое давление меняется несущественно [10], а также то, что для нижней короны можно принять $T_e = \text{const}$ и что в переходном слое остается постоянным поток тепла из-за теплопроводности $F_c = \text{const}$ [3, 4, 9], интенсивность излучения в ультрафиолетовой спектральной линии можно записать так:

$$I_{ik} = D_{ik} \left[\int_{h_0}^{h_a} \frac{n_e^2 G_{ik}(T_e) dh}{T_e^{3/2}} + P_e^2 \int_{h_a}^{h_b} \frac{G_{ik}(T_e) dh}{T_e^{3/2}} + \frac{P_e^2 q_c}{F_c} \int_{T(h_a)}^{T(h_b)} G_{ik}(T_e) dT_e + \right. \\ \left. + G_{ik}(T_{ec}) T_{ec}^{-1/2} \int_{h_b}^{\infty} n_e^2 dh \right], \quad (10)$$

где

$$G_{ik}(T_e) = R_{ik}(T_e) 10^{-\frac{5040\chi}{T_e}}, \quad F_c = q_c(T_e) \frac{dT_e}{dh},$$

$$D_{ik} = 1,74 \cdot 10^{-16} A_{E1} g_{ik} / i_{ik},$$

где A_{E1} — содержание элементов относительно водорода по числу атомов; $R_i = n_i/n_H$; n_i — число излучающих ионов на 1 см^3 ; n_H — плотность атомов водорода; n_e — число электронов на 1 см^3 ; $n_e = 0,8n_H$; f_{ik} — силы осцилляторов, g — фактор Гаунта и χ — потенциал возбуждения в электронвольтах.

Для каждого иона R_i достигает максимума при температуре T_m и имеет достаточно высокое значение в очень узком интервале температур. Поэтому для большинства линий в уравнении (10) играет роль только один член: первый для оптически тонких линий, образующихся в хромосфере; второй — для линий, образующихся в нижней части переходной зоны (участок III); третий — для линий переходной зоны (участок II) и четвертый — для корональных линий.

Возможные механизмы нагрева верхних слоев атмосферы рассматривались Куперусом в 1969 г. [21]. Условие баланса энергии может быть записано следующим образом:

$$\Delta F_m + \Delta F_c = \Delta F_r + \Delta F_{\text{conv}}, \quad (11)$$

где ΔF_m — диссипация энергии из потока механических волн, состоящих из волн различного типа, распространяющихся вверх от конвективной зоны.

ΔF_m увеличивается с уменьшением плотности и ростом F_m . Увеличение потока F_m в какой-либо части солнечной поверхности и, следовательно, возникновение дополнительных потерь энергии приведет к такому увеличению температуры на всех высотах, что уравнение (11) будет опять выполняться. Это означает, что любое заданное значение температуры будет достигаться теперь на меньших высотах и, следовательно, при большей плотности. Изотермы будут проходить ниже, спектральные линии, образующиеся при соответствующих температурах, усиливаются за счет повышения плотности [22].

В формуле (11) F_c — поток энергии из-за теплопроводности, который распространяется из короны вниз:

$$F_c = 6 \cdot 10^{-7} T_e^{5/2} dT_e/dh. \quad (12)$$

Для рассматриваемых слоев член ΔF_{conv} — потери энергии из-за конвекции (например, с солнечным ветром) — пренебрежимо мал. Наконец, ΔF_r —

охлаждение излучением (см. ниже). Толщина слоя с $F_c = \text{const}$ и температурами от T' до T'' может быть записана так:

$$\Delta h = (2/7 \times 6 \cdot 10^{-7}/F_c) [T'^{7/2}]_{T'}^{T''}. \quad (13)$$

Согласно (12) для $F_c = \text{const}$ градиент dT/dh должен увеличиваться с уменьшением температуры. Если же dT/dh становится очень большим, то простое уравнение проводимости неприменимо; оно может быть использовано только в случае, если $dT/dh \ll T\lambda$, где λ — средняя длина свободного пробега частицы. Известно, что

$$\lambda = kT^2/nc^2 \Lambda, \quad (14)$$

где $\Lambda = 15$ [23].

Следовательно, $dT/dh \ll X = 5 \cdot 10^{-5} T^2/n$, в противном случае, если нет других существенных потерь энергии (например, излучения), возникает тепловая неустойчивость ($\Delta F_{\text{conv}} \neq 0$).

Охлаждение излучением ΔF_r можно хорошо представить с помощью кривой Кокса и Тукера [13] (см. рис. 1).

В [13] было рассчитано излучение 1 см^3 солнечной плазмы в зависимости от температуры:

$$\Delta F_r = n_{\text{H}} n_e L(T) \text{ эрг/сек}. \quad (15)$$

Кривая $\lg L$ ($\lg T$) может быть представлена несколькими прямыми линиями так, что для участка i можно записать

$$d \lg L/d \lg T = C_i. \quad (16)$$

Если $C_i < 0$, то излучение не может обеспечить стабильность.

Для участка i положим

$$(d(\Delta F_m)/dh)_i = 0 \quad (17)$$

и

$$n(h) = n_{i_0} \exp(-kT_{i_0}/\mu g m_{\text{H}}), \quad (18)$$

где средний молекулярный вес $\mu = 0,6$, а n_i , T_i и $H_{i_0} = kT_{i_0}/\mu g m_{\text{H}}$ — соответственно плотность, температура и шкала высот в нижней точке участка i . Если на участке i выполняется $\Delta F_m = \Delta F_r$, то из соотношений (15) — (18) следует

$$\frac{T}{T_{i_0}} = \frac{h}{h_{i_0}} + \sqrt{\left(\frac{h}{h_{i_0}}\right)^2 - \frac{C_i^2}{4}} \quad (19)$$

и

$$h = \frac{C_i}{4} H_{i_0} \left[\frac{T}{T_{i_0}} - \frac{T_{i_0}}{T} \right]. \quad (20)$$

II. Флуктуации яркости R_{ik} считаем проявлением супергрануляционной структуры (хромосферной сетки). Из-за низкого разрешения спектрогелиографа средний наблюдаемый контраст между яркой и темной точками в СО, АО и САО, который можно представить как $\Delta = \sum^n |R_{ik}|/n$ (где n — число используемых точек), меньше истинного контраста

$$\Delta' = (I_{\text{ярк}} - I_{\text{темн}})/(I_{\text{ярк}} + I_{\text{темн}}).$$

$$\Delta' = \Delta [(a + b)/(a - b)] = \Delta \times m, \quad (21)$$

где a и b — доли той части поверхности Солнца, которая захватывается целью спектрогелиографа, соответствующие ярким и темным элементам структуры для наиболее ярких мест сетки, наблюдаемой на СГГ.

Для СО найдено $\Delta' = 0,56$ для линии $\lambda 1032 \text{ O VI}$ [12].

Коэффициент корреляции между флуктуациями яркости для СО был оценен нами в [11]. Было показано, что коэффициент корреляции ($r_{j_{\text{OVI}}}$) высок для СГГ, полученных в линиях с близкими T_m , и уменьшается с увеличением разницы в T_m . Мы считаем, что если структуры областей, излучающих в рассматриваемых линиях, близки, то $r_{j_{\text{OVI}}}$ велико и распределение яркости подобно, и наоборот.

Обсуждение

Здесь мы обсудим результаты наших вычислений для каждого участка верхней атмосферы для СО и АО и изменения особенностей структуры атмосферы при переходе от СО к АО. При этом мы постараемся показать, как рост магнитного поля и связанное с этим усиление потока механических волн F_m могут объяснить 1) разницу между границами супергранул (ГСГ) и внутренними их частями (ССГ) и 2) разницу между СО и АО.

Для каждого выделенного нами выше участка верхней атмосферы Солнца мы стремимся 1) сделать заключения о возможных изменениях в температурном градиенте, температуре, плотности, толщине слоев и распределении яркости в АО по сравнению с СО; 2) найти доводы за и против модели, предложенной в [12], или о необходимости изменения этой модели.

Участок I. Нижняя корона. На рис. 1 $h > h_5$, $T > 2 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. Для нижней короны $\Delta F_{\text{conv}} \approx 0$, ΔF_r мало и $d \lg F_r / d \lg T$ отрицательно, $\Delta F_c < 0$, поток тепла распространяется из короны вниз; соотношение (11) сводится к (22):

$$\Delta F_m + \Delta F_c = 0. \quad (22)$$

Согласно (22) и (12) при возрастании F_m и ΔF_m (например, в АО) растет и температура в короне T_c [24].

Из уравнений (10) и (18), предполагая корону изотермичной ($dT/dh \approx 0$), можно видеть, что изменение интенсивности корональных линий зависит только от плотности в основании короны: $I \propto n_{\text{O}_c}^2$.

Наблюдаемые флуктуации яркости корональных спектральных линий могут быть результатом локальных понижений границы короны над ГСГ. Излом на кривой зависимости $\lg(dT/dh)$ от $\lg T_m$ наблюдается при $\lg T_m > 6,7$ для АО вместо 6,2 для СО. В АО величина $(dT/dh)^{-1}$ на всех участках меньше, чем в СО (рис. 5). Величина $\overline{I(\text{АО})}/\overline{I(\text{СО})}$ в нижней короне почти пропорциональна T_m (рис. 4).

Участок II. Переходная зона. Для этого участка в СО на рис. 1 $h_4 < h < h_5$; $5,4 < \lg T_e < 6,2$. Найдено [3, 4, 9], что для этих слоев в СО $dT/dh \sim T^{-3/2}$, $F_c = \text{const} = 6 \cdot 10^5 \text{ эрг/см} \cdot \text{сек}$, $P_e = n_e T_e = \text{const} = 10^{14}$. Привнос энергии из F_m , т. е. ΔF_m , а также поток излучения F_r малы, и зависимость температуры от высоты определяется условием

$$F_c = \text{const}. \quad (23)$$

Толщина участка II может быть найдена из (13). Интенсивность в линии определяется третьим членом в уравнении (10) $I_{ik} = (P_0^2/F_c) G_{ik}(T_e) \times dT_e$. Интенсивности линий для АО и СО можно связать, следовательно, так:

$$\frac{I_{ik}(\text{АО})}{I_{ik}(\text{СО})} = \frac{P_e^2(\text{АО})}{P_e^2(\text{СО})} \cdot \frac{F_c(\text{СО})}{F_c(\text{АО})} = \frac{n_e^2(\text{АО})}{n_e^2(\text{СО})} \cdot \frac{F_c(\text{СО})}{F_c(\text{АО})},$$

так как T для данной спектральной линии одинакова как в СО, так и АО.

Из кривой рис. 4 для этого участка следует $\overline{I_{ik}(\text{АО})}/\overline{I_{ik}(\text{СО})} = 2,8$. Согласно работе, [17] для нескольких особенно ярких точек в

$AO \overline{I_{ik}(AO)} / \overline{I_{ik}(CO)} = 5,5$. Различными авторами [25—27] для отношения $F_c(AO)/F_c(CO)$ получены величины от 3 до 20. Если принять, что $F_c(AO)/F_c(CO) = 7 \div 10$, то $n_e(AO)/n_e(CO) = 4,4 \div 5,2$. Из рис. 5 видно, что для СО получена зависимость dT/dh от T , аналогичная найденной ранее: $dT/dh \sim T^{-5/2}$. Для АО (в наших расчетах мы принимаем, согласно [17], $P_e(AO) = 5P_{e0}$) $dT/dh \sim T^{-7/2}$, и эта пропорциональность наблюдается вплоть до $\lg T_m = 6,6$. Следовательно, в АО переходная зона распространяется в область более высоких температур. Толщина этого слоя по уравнению (13) около 10^9 см в СО и в несколько раз больше в АО; но толщина слоя между $\lg T = 5,4$ и $\lg T = 6,2$ в АО около 10^8 см.

Если считать, что полученная зависимость является и в СО выражением уравнения теплопроводности с постоянным потоком тепла, то это означает, что коэффициент теплопроводности пропорционален $T^{7/2}$. Теоретически же коэффициент теплопроводности не должен быть пропорционален $T^{7/2}$. Поэтому найденная зависимость может означать, что в действительности или поток тепла возрастает вниз, или зависимость dT/dh от T на рис. 5 фиктивна и отражает увеличение вниз P_e^2 , ибо наблюдения дают $dT/dh = (P_e^2/I_{ik \text{ набл}})Y_{ik}$, где Y_{ik} — некоторая функция (см. уравнение (2)), вычисляемая при определении dT/dh ; может быть, имеет место и то и другое. Другими словами, так как в (10) $g_c(T) \sim T^{5/2}$, то $F_c(h)P_e^2(h) \sim T^{-1}$.

Из рис. 4 следует

$$\overline{I_{ik}(AO)} / \overline{I_{ik}(CO)} \Big|_{\lg T=5,4} = 0,85 \overline{I_{ik}(AO)} / \overline{I_{ik}(CO)} \Big|_{\lg T=6,2}.$$

Так может быть, например, если в АО при $\lg T = 5,4$ поток F_c в 2,2 раза, а P_e в 1,9 раза больше, чем при $\lg T = 6,2$.

Относительно возможных причин роста F_c вниз будет сказано в следующем разделе. Согласно [12, 28] ультрафиолетовое излучение в переходной зоне образуется в середине супергранул (ССГ). Следовательно, уменьшение P_e вверх должно иметь место как раз над ССГ. Возможно, это связано с расхождением магнитных силовых линий над ССГ.

Вследствие низкого разрешения супергранулы проявляют себя на СГГ как флуктуации яркости. Согласно рис. 5 в СО $\Delta = 0,17$, в САО $\Delta = 0,2$ и в АО $\Delta = 0,3$. Отсюда для СО получаем, что в (21) $m = 3,3$. Если в АО m такое же, как в СО, то действительное соотношение $I_{\text{ярк}}/I_{\text{темн}}$ в АО примерно равно 200. Это свидетельствует о том, что контраст в АО выше, чем в СО. Однако полученная по СГГ величина контраста слишком велика. Поэтому мы думаем, что размеры ССГ и ГСГ в АО больше, чем в СО.

Кривые на рис. 6 доказывают, что флуктуации яркости на СГГ, полученных в корональных линиях, распределены иначе, чем на СГГ в линиях, образующихся в переходной зоне. Коэффициент корреляции r_{j,j_2} составляет около $+0,55$ в СО и $+0,75$ в АО для СГГ, полученных в линиях, образующихся при $\lg T = 6,2$, и падает до $0,2$ в СО и до $0,3$ в АО для СГГ в линиях с $\lg T_m = 5,3$. Такой же результат получается при прямом сравнении распределения ярких и темных точек на различных СГГ, т. е. из рассмотрения кривых W (рис. 7).

Участок III. Нижняя часть переходной зоны. Этот участок отличается от участка II тем, что в СО F_c уже не постоянен, часть энергии из этого потока идет на излучение. Однако здесь $F_c > 0$ в отличие от участка IV, для которого $F_c = 0$. На участке III $2 \cdot 10^5 < T < 7 \cdot 10^4$, $h_3 < h < h_4$, здесь dT/dh очень высок и толщина слоя $h_3 - h_2$ очень мала: несколько десятков километров в СО и АО. Даже над ССГ толщина слоя составляет не более $100-200$ км. Ввиду этого давление можно считать постоянным

$$I_{ik} = D_{ik} P_e^2 \int_{h_3}^{h_4} G(T) T^{-5/2} dh, \quad F_c = F_r + F_m.$$

Увеличение интенсивности ультрафиолетовых линий в АО по сравнению с СО имеет четко выраженный минимум при $\lg T_m \approx 5,1$. В САО интенсивность излучения в этих линиях практически не изменяется (рис. 4). Величина градиента температуры в АО отличается от dT/dh в СО примерно в 15 раз. Вблизи $\lg T_m \approx 5,1$ вертикальный температурный градиент достигает максимума (рис. 5). Зависимость интенсивности излучения от температуры описывается соотношениями (15) и (16) с $C_i = 0,36$. Подставляя в уравнение (14) значения $\lg n = 10,1$ и $\lg T = 5,2$, находим для X значение, равное 4. Это значит, что градиент температуры должен быть значительно меньше 4°К/см . С другой стороны из рис. 5 следует, что в АО $dT/dh \approx 1^\circ\text{К/см}$. При столь большом градиенте могут возникнуть различные неустойчивости движения или распространяющиеся вверх волны. Они могут переносить часть энергии обратно [29—31]. Эта энергия как бы увеличивает F_c .

Флуктуации яркости в АО на этом участке также имеют минимум около $\lg T = 5,15$ (рис. 6). Корреляция между флуктуациями яркости в сравнении с корональными СГГ низка ($r_{j,j_2} \approx +0,3$), но в АО корреляция увеличивается с уменьшением T_m (рис. 8). Мы не можем объяснить наблюдаемые особенности около $\lg T = 5,16$, но мы не разделяем мнения Нойеса и др., выраженного в [17], что они появляются из-за влияния лаймановского континуума, так как не все линии, образующие минимум на рис. 4, лежат в области лаймановского континуума.

Участок IV. Верхняя хромосфера. Этот участок заключен в следующих пределах значений температур и высот: $4,45 < \lg T_m < 4,9$, $h_2 < h < h_3$. Уравнение баланса энергии имеет вид $\Delta F_r = \Delta F_m$. Зависимость температуры от высоты дается соотношением (19) с $C_i = 2,44$. Температура возрастает в 2,4 раза на протяжении в одну шкалу высот. Толщина верхней хромосферы (20) составляет около 850 км, над уровнем с $\lg T = 4,9$. Это меньше, чем приводится в модели, предложенной в [12]. Величина градиента температуры уменьшается вниз (рис. 5). В АО dT/dh уменьшается более круто, чем в СО, и медленно растут с температурой. Структура верхней хромосферы в АО значительно отличается от структуры в СО. На рис. 8 можно видеть, что корреляция распределения яркости с корональными линиями растет с активностью несущественно для САО и значительно для АО. В АО $r_{j,j_2} = 0,6$ вблизи $\lg T_m = 4,7 \div 4,8$.

Согласно (20) толщины верхней хромосферы в СО и АО одинаковы. Так как из наблюдений следует, что поток излучения в АО в несколько раз больше, чем в СО (рис. 3), то плотность в АО соответственно должна быть больше. Мы считаем, что в АО верхняя хромосфера должна быть понижена на шкалу высот или несколько меньше.

Участки V и VI. По-видимому, участок V очень тонкий, в нем имеет место скачок температуры от $\lg T = 4,25$ до $\lg T = 4,45$. На рис. 1 $h_1 < h < h_2$. На участке VI $h < h_1$, $\lg T < 4,25$, $\Delta F_r = \Delta F_m$. Излучение на участке VI, т. е. в нижней хромосфере, определяется уравнениями (15) и (16) с $C_i = 8$. Согласно уравнению (19) температура здесь растет с высотой медленно. Толщина этого слоя составляет около 1200 км (уравнение (20)) над уровнем с $\lg T = 4,1$. Напоминаем, что найденные здесь толщины участков III и VI правильны только в том случае, если применимы уравнения (17) и (18). В АО оба этих участка должны проходить ниже.

Выводы

Коротко резюмируем основные результаты.

I. С физической точки зрения, а также для удобства сравнения структуры атмосферы в АО и СО мы разделили солнечную атмосферу на шесть участков с различными зависимостями температуры и вертикального температурного градиента от высоты и с различными механизмами установления энергетического баланса.

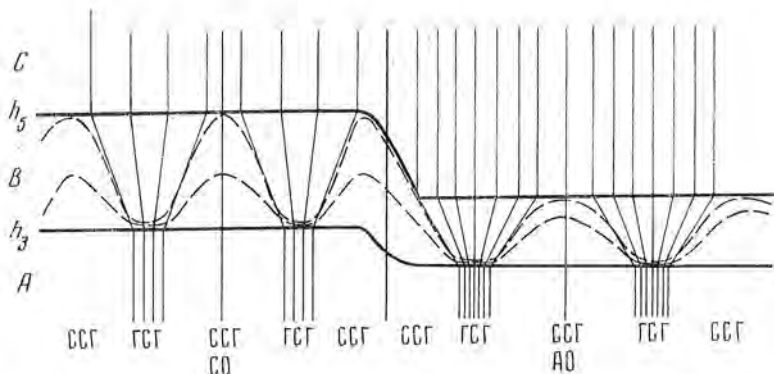


Рис. 9. Общая схема изменения структуры переходной зоны при переходе от СО к АО. Тонкими сплошными линиями обозначены силовые линии магнитного поля, штриховыми — изотермы. А — хромосфера; В — переходная зона; С — корона. Над ССГ толщина слоя в СО порядка 10^8 см и в АО в 10 раз меньше

II. Исследования средних значений интенсивности в АО и СО дали возможность сделать следующие заключения:

- 1) собственно корона в АО возникает в области больших температур, чем в СО;
- 2) по сравнению с СО слои с одной и той же температурой в АО отличаются большими значениями dT/dh , так что соответствующие слои в АО тоньше и опущены ниже;
- 3) в АО зависимость $\lg [(dT/dh)^{-1}]$ от $\lg T_m$ круче, чем в СО;
- 4) величина $I(\text{АО})/I(\text{СО})$ имеет отчетливый минимум при $\lg T_m = 5,2$.

III. Из изучения флуктуаций яркости следует:

- 1) существует различие в распределении яркости в АО и СО. Величина флуктуаций в АО больше. В АО корреляция между верхней хромосферой и корональными линиями существенно больше, чем между последними и линиями переходной зоны;
- 2) различия в распределении яркости для корональных линий и линий переходной зоны характерны как для АО, так и для СО;
- 3) на СГГ, полученных в спектральных линиях, образующихся при $\lg T_m \approx 5,2$, наблюдается минимум корреляции флуктуаций яркости с флуктуациями яркости на СГГ в корональных линиях. Этой температуре соответствует максимальный градиент температуры в АО и СО и неглубокий минимум контраста темных и ярких деталей в активных областях

IV. Замечания по поводу модели, приведенной в [12]:

- 1) в модели [12] необходимо уменьшить толщину верхней хромосферы в 3—4 раза. Для ССГ при $(1 \div 3) \cdot 10^5$ °К необходимо увеличить градиент температуры;
- 2) для АО модель должна быть изменена таким образом, что изотермы в АО должны проходить ниже, чем в СО, и каждый участок должен стать тоньше (примерно так, как изображено на рис. 9). Исключение, может быть, следует сделать только для верхней хромосферы, так как там dT/dh очень резко растет с T (рис. 5).

Ноябрь 1973 г.

Литература

1. Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский. *Астрон. ж.*, 1962, 39, № 5, 777.
2. S. R. Pottash. *Space Sci. Rev.*, 1964, 3, 816.
3. R. G. Athay, *Astrophys. J.*, 1966, 145, 784.
4. A. R. Dupree, L. Goldberg. *Solar Phys.*, 1967, 1, N 2, 229.
5. S. R. Pottash. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1966, 19, N 2, 113.

6. *C. Jordan*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1969, 142, 501.
7. *L. Goldberg, R. W. Noyes, W. H. Parkinson et al.* Science, 1968, 162, 95.
8. *R. Tousey*. Phil. Trans. Roy. Soc. of London, 1971, 270, N 1202, 59.
9. *G. L. Withbroe*. Solar Phys., 1970, 11, 42, 208.
10. *R. W. Noyes, W. Kalkofen*. Solar Phys., 1970, 15, N 1, 120.
11. *Э. Е. Дубов, Л. Г. Карташова*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 47, 49.
12. *Е. Е. Дубов*. Solar Phys., 1971, 18, 43; Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, 20.
13. *D. P. Cox, W. H. Tucker*. Astrophys. J., 1969, 157, 1157.
14. *R. L. Moore, P. C. W. Fung*. Solar Phys., 1972, 23, 78.
15. *Э. Е. Дубов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 22, 101.
16. *E. M. Reeves, W. H. Parkinson*. Astrophys. J., Suppl Series, 1970, 21, N 181.
17. *R. W. Noyes, G. L. Withbroe, R. Kirshner*. Solar Phys., 1970, 11, 443.
18. *L. L. House*. Astrophys. J. Suppl., 1964, 8, 307.
19. *I. W. Allen, A. R. Dupree*. Astrophys. J., 1969, 155 27.
20. *A. R. Dupree*. Harvard College Obs., TR-33, 1972.
21. *М. Куперус*. Space Sci. Rev., 1969, 9, 713.
22. *Е. Е. Дубов*. IAU Sympos. N 35, 1968, p. 255.
23. *Л. Спитцер*. Физика полностью ионизованного газа. М., «Мир», 1965.
24. *Э. Е. Дубов*. Астрон. цирк, 1972, № 727; Астрон. ж., 1974, 51, 671.
25. *С. Б. Пижельнер, М. А. Лифшиц*. Астрон. ж., 1964, 41, 1007.
26. *D. Raimers*. Astron. and Astrophys., 1971, 14, 198.
27. *de C. Jager, de C. Loore*. Solar Phys., 1970, 13, 126.
28. *R. A. Kopp, M. Kuperus*. Solar Phys., 1968, 4, 112.
29. *М. Куперус, R. G. Athay*. Solar Phys., 1967, 1, 361.
30. *S. Miyamoto*. Contribs Inst. Astrophys. and Kwasan Obs. Univ. Kioto, 1965, N 135, 127.
31. *R. I. Bessey, M. Kuperus*. Solar Phys., 1970, 12, 246.

ПРОГНОЗ РАЗВИТИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ
С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ

Т. Л. Слуцкая, Н. Н. Степанян

По материалам наблюдений флоккулов за 1967—1969 гг. решаются две задачи.

I. Прогноз параметров развития флоккула по наблюдениям в день его появления.

II. Прогноз выхода из-за лимба флоккула, родившегося в предыдущем обороте.

В первой задаче по четырем характеристикам флоккула в день его появления с вероятностью $P \geq 0,8$ определяется, исчезнет ли флоккул на диске или зайдет за край, выйдет ли из-за края, можно ли ожидать в нем вспышек за время прохождения по диску. Такой прогноз дается для 75% всех флоккулов. Для остальных 25% флоккулов $P < 0,8$.

Вторая задача решалась на ЭВМ БЭСМ-6 СО АН СССР методом потенциальных функций. По 15 исходным параметрам, характеризующим возникший на диске флоккул за время его прохождения по диску, определялась f^* — вероятность выхода флоккула из-за края в следующем обороте ($0 \leq f^* \leq 1$). Получено, что для 84% всех флоккулов $|f^* - y| \leq 0,3$, где y — действительное значение прогнозируемой функции ($y = 1$, если флоккул вышел из-за края, и $y = 0$, если не вышел). Конкретное прогнозирование с помощью метода потенциальных функций должно включать в себя «обучение» машины по материалу приблизительно за годичный интервал, непосредственно предшествующий интервалу прогнозирования, так как с удалением от области «обучения» прогноз ухудшается.

FORECAST OF ACTIVE REGION DEVELOPMENT BY THE METHOD OF POTENTIAL FUNCTIONS, by *T. L. Slutskaja* and *N. N. Stepanyan*. Two problems of forecast have been considered on the basis of plage observations of 1967—1969 years. I. The forecast of some properties of plage on the basis of observations of 4 parameters in the day of its birth on the solar disk. We can say with probability $P \geq 0.8$ if the plage will 1) pass to invisible hemisphere, 2) die on the disk, 3) pass from invisible hemisphere and 4) if we can expect flares in this plage.

II. The forecast of the probability of the plage appearance from behind the limb in the next rotation on the basis of observation data of the plage born in this rotation (15 initial parameters).

This problem was investigated by the method of potential functions with computer БЭСМ-6. Declination of forecasting probability of plage appearance (f^*) from true value of forecasting function (y) is less than 0.3 for 84% of all plages.

$$|f^* - y| < 0.3$$

$$Y = \begin{cases} 1, & \text{if plage has passed from the invisible hemisphere} \\ 0, & \text{if it has not.} \end{cases}$$

В настоящее время прогноз вспышечной активности Солнца приобретает чисто практическое значение. Этим отчасти объясняется возросший интерес к данной проблеме. Исчерпывающий анализ приведен в [1, 2]. Отчеты о работах по прогнозированию ежегодно рассматриваются сессиями КОСПАР и публикуются в его бюллетенях [3—5]. Предпринимаются попытки создания математических методов прогноза [6—8].

Как нам представляется, прогнозирование вспышек является лишь частью более общей задачи — прогноза развития активной области. Весьма вероятно, что на разных этапах развития активной области и для разных моментов 11-летнего цикла вспышкам одного и того же балла предшествуют разные «наборы» физических условий. Может быть, в этом и скрыты причины того, что до сих пор нет четко разработанных методов прогноза вспышек. Чтобы обойти эти трудности, мы делим общую задачу прогноза развития активной области на ряд отдельных, более узких задач. Вот некоторые из них.

1. По наблюдению флоккула в день его возникновения на диске дать прогноз некоторых характеристик его дальнейшего развития.

2. По наблюдениям возникшего на диске флоккула за все время его прохождения по диску прогнозировать вероятность его выхода из-за края в следующем обороте.

3. По наблюдению группы пятен в день ее возникновения дать прогноз некоторых характеристик ее дальнейшего развития.

4. Прогноз выхода из-за лимба развитой активной области и некоторых ее характеристик по наблюдениям короны и радионизлучения.

5. По наблюдениям активной области в течение от 1 до 10 дней дать прогноз изменения ее характеристик на следующие три дня. Эта задача должна решаться отдельно для активных областей разного возраста и разного исходного уровня активности.

Нами предпринята попытка решить первые две задачи из перечисленных выше. Для решения этих задач выбираются:

1) объекты изучения. В нашем случае это флоккулы, возникшие на диске в зоне $\pm 60^\circ$ от центра Солнца;

2) временной интервал наблюдений, в котором будут взяты флоккулы для исследования. Мы выбрали 1967, 1968 и 1969 гг.;

3) характеристики флоккула, служащие исходными данными и прогнозируемыми величинами. Набор этих характеристик определяется физическими соображениями и возможностями, даваемыми имеющимися каталогами. В основном мы опирались на данные [9]. Для выбранных лет и всех исследуемых флоккулов выписываются эти два класса характеристик;

4) метод отыскания связей между этими классами, т. е. метод прогноза, позволяющий по исходным характеристикам найти прогнозируемую величину.

1. Прогноз параметров развития флоккула по наблюдениям в день его появления

В первый день появления флоккула наблюдатель располагает весьма ограниченной о нем информацией. Во-первых, это характеристика места образования флоккула, а во-вторых, характеристика самого флоккула. По материалам 1967—1969 гг. мы смогли использовать следующие характеристики места образования флоккула:

1) распад волокна на месте образования флоккула в пределах дня его образования;

2) наличие соседних флоккулов в окрестности 5° ;

3) наличие флоккула на этом месте в предыдущем обороте.

Желательно было бы иметь данные о характере магнитного поля в области возникающего флоккула, но, к сожалению, такими данными мы не располагаем.

С характеристиками самого флоккула дело обстоит еще хуже. Нами была использована только одна характеристика — компактность флоккула, определяемая визуально по H_α -спектрогелиограммам. Существенно необходимые для прогноза яркости флоккула в линиях H_α и $K\text{Ca}^+$ [10, 11] не были использованы, так как мы располагаем наблюдениями 1 раз в

сутки. За сутки же яркость родившегося флоккула может меняться в широких пределах.

Итак, за исходные параметры, характеризующие родившийся флоккул, были взяты следующие величины, выраженные в двоичном коде, причем 0 соответствует более слабому и менее активному флоккулу, а 1 — более активному [40]:

- 1) компактность флоккула (некомпактный — 0, компактный — 1);
- 2) распад волокна вблизи места рождения флоккула (не распалось — 0, распалось — 1);
- 3) наличие соседних флоккулов в окрестности 5° (нет соседних флоккулов — 0, есть — 1);
- 4) наличие флоккула на этом месте в прошлом обороте (нет в прошлом обороте — 0, есть — 1).

В качестве характеристик развития флоккула, т. е. прогнозируемых параметров, были взяты:

- 1) наличие этого флоккула в следующем обороте (да, нет);
- 2) вспышечная активность флоккула в этом обороте (0 — нет вспышек, 1 — есть);
- 3) характер развития флоккула в этом обороте (d — умер на диске, l — зашел за край);
- 4) наличие пятен во флоккуле (нет, есть);
- 5) число дней существования флоккула ($< 3^d$, $\geq 3^d$). Граница в три дня выбрана потому, что это минимальное время, в течение которого мы можем наблюдать флоккул до его захода за лимб.

Задача решалась следующим образом. Каждому флоккулу придавался «вес», равный сумме значений четырех исходных параметров. Это может быть целое число от 0 до 4. Мы попытались выявить связь между «весом» флоккула и значениями параметров развития, т. е., другими словами, узнать, можно ли прогнозировать дальнейшее поведение флоккула, зная из наблюдений в день его появления четыре величины (четыре исходных параметра).

В зависимости от «веса» все флоккулы были разбиты на пять классов (с весом 0, 1, 2, 3, 4). Для флоккулов каждого класса определялись преобладающие значения всех пяти параметров развития. Они представлены в табл. 1—3. В скобках под значениями параметров приведена доля P числа флоккулов данного класса, имеющая это значение параметра. В двух правых столбцах таблиц указано число флоккулов с данным весом и процент их от полного числа всех флоккулов. Нижние две строки показывают % всех флоккулов, для которых значение данного параметра развития может быть определено с вероятностью $P \geq 0,7$ (предпоследняя строка) и с $P \geq 0,8$ (последняя строка). Так, например, для параметра «Наличие в следующем обороте» только для флоккулов класса 3 вероятность $P < 0,7$. К этому классу относятся 18% всех флоккулов (последний столбец, 4-я строка), т. е. для 82% всех флоккулов этот параметр может быть определен с $P \geq 0,7$, что и показано в 11-й строке второго столбца.

Табл. 1 относится к данным за 1967 г. (96 флоккулов), табл. 2 содержит данные за 1968 и 1969 гг. (297 флоккулов), табл. 3 — все флоккулы за 3 года (1967—1969). Данные для 1968 и 1969 гг. очень близки между собой и отдельно здесь не приводятся. Из рассмотрения табл. 1 и 2 следует, что в основном в них различаются два столбца: «Вспышечная активность» и «Число дней существования». Различие во вспышечной активности можно объяснить чисто формальными причинами, не имеющими отношения к физике явления. Дело в том, что в 1968 г. была введена новая система разделения вспышек по баллам и, по-видимому, большое количество субвспышек (вспышек балла 1 — по классификации 1967 г.) стало называться поярчаниями в 1968, 1969 гг. По каталогу [9] видно, что число зарегистрированных вспышек в 1967 г. в несколько раз больше, чем в 1968 г. В то же время число родившихся флоккулов в 1967 г. в полтора

Таблица 1

Вес флоккула	Наличие в следующем обороте	Вспышечная активность	Характер развития	Наличие пятен	Число дней существования	Число флоккулов	% от общего числа
0	Нет (0,85)	0 (0,95)	<i>d</i> (0,85)	Нет (0,80)	≥ 3 (0,65)	20	21
1	Нет (0,89)	0 (0,82)	<i>d</i> (0,74)	Нет (0,67)	≥ 3 (0,70)	27	28
2	Нет (0,73)	1 (0,54)	<i>l</i> (0,70)	Да (0,77)	≥ 3 (0,92)	26	27
3	Да, нет (0,50)	1 (0,70)	<i>l</i> (0,83)	Да (0,95)	≥ 3 (1,0)	17	18
4	Да (0,83)	1 (1,0)	<i>l</i> (0,83)	Да (1,00)	≥ 3 (0,85)	6	6
% флоккулов с $P \geq 0,7$	82	73	100	72	79		
% флоккулов с $P \geq 0,8$	55	55	45	45	51		

Таблица 2

Вес флоккула	Наличие в следующем обороте	Вспышечная активность	Характер развития	Наличие пятен	Число дней существования	Число флоккулов	% от общего числа
0	Нет (0,98)	0 (0,95)	<i>d</i> (0,82)	Нет (0,84)	< 3 (0,73)	67	23
1	Нет (0,95)	0 (0,95)	<i>d</i> (0,80)	Нет (0,73)	< 3 (0,64)	75	25
2	Нет (0,82)	0 (0,85)	<i>d, l</i> (0,50)	Да (0,54)	≥ 3 (0,70)	74	25
3	Да, нет (0,50)	1 (0,55)	<i>l</i> (0,82)	Да (0,90)	≥ 3 (0,86)	61	20
4	Да (0,68)	1 (0,70)	<i>l</i> (0,92)	Да (1,00)	≥ 3 (1,00)	20	7
% флоккулов с $P \geq 0,7$	73	80	75	75	75		
% флоккулов с $P \geq 0,8$	73	73	75	50	27		

раза меньше, чем в 1968 или 1969 гг. Следующее заметное отличие — в числе дней существования. В 1967 г. хотя и рождалось меньше флоккулов, но жили они дольше. Не исключается случайность в полученном результате для 1967 г. (20—30 флоккулов с каждым значением веса). Кроме того, граница 3^d , по-видимому, выбрана не совсем удачно.

На основании таблиц можно сделать следующий вывод (будем опираться на табл. 2, 1968, 1969 гг.).

Определив четыре параметра флоккула в день его возникновения, можно с вероятностью $P \geq 0,8$ сказать, исчезнет ли он на диске или зайдет за край, выйдет ли из-за края, можно ли ожидать вспышек в этом флоккуле за время его прохождения по диску. С вероятностью $P \geq 0,7$ можно говорить о числе дней существования флоккула (< 3 дней или ≥ 3 дней) и о возникновении пятен в нем. Такие заключения можно сделать для 75% всех флоккулов. Для остальных 25% флоккулов вероятность определения параметров ниже 0,7.

Вес флоккула	Наличие в следующем обороте	Внешняя активность	Характер развития	Наличие пятен	Число дней существования	Число флоккулов	% от общего числа
0	Нет (0,95)	0 (0,95)	<i>d</i> (0,87)	Нет (0,83)	<3 (0,64)	87	22
1	Нет (0,93)	0 (0,93)	<i>d</i> (0,81)	Нет (0,72)	<3 (0,54)	102	26
2	Нет (0,80)	0 (0,75)	<i>l</i> (0,55)	Да (0,60)	≥3 (0,77)	100	25
3	Да, нет (0,50)	1 (0,59)	<i>l</i> (0,82)	Да (0,91)	≥3 (0,90)	78	20
4	Да (0,73)	1 (0,77)	<i>l</i> (0,89)	Да (1,0)	≥3 (0,96)	26	7
% флоккулов с $P \geq 0,70$	80	80	75	75	52		
% флоккулов с $P \geq 0,80$	74	48	75	49	26		

2. Прогноз выхода флоккула из-за края диска по наблюдениям его от момента возникновения на диске до захода

В этой задаче мы располагаем гораздо большим количеством исходных параметров. Кроме характеристик места возникновения флоккула (распад волокна, наличие соседей, наличие флоккулов в предыдущем обороте) и характеристики самого флоккула в день возникновения (компактность), сюда добавляются параметры, характеризующие развитие флоккула от момента возникновения до его захода за край (или исчезновения на диске). Некоторые из этих параметров в первой задаче были прогнозируемыми величинами. Итак, перечислим все исходные параметры:

1. Компактность флоккула в день возникновения (0 — некомпактный, 1 — компактный).

2. Распад близлежащего волокна при возникновении флоккула (0 — не распадалось, 1 — распадалось).

3. Наличие близких флоккулов в окрестности 5° от возникшего флоккула в день его появления (0 — нет соседних флоккулов, 1 — есть).

4. Наличие флоккула в предыдущем обороте на месте рассматриваемого (0 — нет флоккула, 1 — есть).

5. S — площадь флоккула на центральном меридиане (0 — < 700 ед., 1 — ≥ 700 ед.).

6. I — интенсивность флоккула на центральном меридиане (или максимальная интенсивность, если флоккул не проходил через центральный меридиан): 0 — $I < 1,5$, 1 — $I \geq 1,5$.

7. Характер развития флоккула (d — исчез на диске, l — зашел за край), 0 — d , 1 — l .

8. Число дней существования флоккула: 0 — $< 3^d$, 1 — $\geq 3^d$.

9. Наличие групп пятен в данном флоккуле (0 — нет, 1 — есть).

10. Характер развития группы пятен, возникшей в данном флоккуле (0 — группа исчезла на диске, 1 — зашла за край диска).

11. Число дней существования пятен (0 — < 3 дней, 1 — ≥ 3 дней).

12. Максимальный магнитный поток группы (0 — $\Sigma (H_N + H_S) < 10^{-3}$; 1 — $\Sigma (H_N + H_S) \geq 10^{-3}$).

13. Максимальное число пятен в группе (0 — < 3 ; 1 — ≥ 3).

14. Магнитная структура группы (0 — униполярная, 1 — биполярная или мультиполярная).

15. Вспышечная активность флоккула за время его прохождения по диску (0 — нет вспышек, 1 — есть вспышка). Прогнозировался выход этого флоккула в следующем обороте (0 — не вышел, 1 — вышел).

Был использован материал 1967—1969 гг. Всего взято 398 флоккулов, возникших за эти три года на диске в зоне $\lambda = \pm 60^\circ$ от центра Солнца. Для флоккулов, возникших восточнее этой зоны, нельзя уверенно сказать, возникли они на диске или вышли из-за края. Для флоккулов, родившихся западнее 60° , ничего нельзя сказать о времени жизни.

Выбор метода прогноза. Исходным материалом для решения II задачи служит таблица, каждая строка которой соответствует одному флоккулу (объекту или точке X , как будем называть его в дальнейшем), а столбцы — значения признаков. Таблица содержит 398 строк (число флоккулов за 3 года) и 16 столбцов (15 исходных признаков и 1 прогнозируемый).

По значению прогнозируемого признака весь материал можно разбить на два класса. К классу А относятся флоккулы, вышедшие из-за края, к классу В — не вышедшие.

Анализ этой таблицы показал, что многократно встречаются флоккулы, имеющие одинаковые значения 15 исходных признаков и относящиеся к разным классам. В этом случае задача решается в вероятностной постановке, т. е. ищется вероятность отнесения объекта (флоккула) к тому или иному классу.

К задачам такого рода применим метод потенциальных функций. Описание этого метода можно найти в [12]. Задача решалась на машине БЭСМ-6 Института математики СО АН СССР. В общих чертах решение задачи идет по следующей схеме. Сначала по части материала (N_1 объектов или точек в 15-мерном пространстве признаков) проводится «обучение» машины, т. е. находится функция, выражающая вероятность отнесения объекта к одному из классов (А или В). Подставляя в нее последовательно остальные N_2 объектов, получаем прогнозируемые величины вероятности отнесения объектов к классу А, т. е. даем прогноз выхода флоккула из-за лимба.

В нашей конкретной задаче вероятность $f^*(X_i)$ отнесения i -го объекта (X_i) к классу А определяется выражением

$$f^*(X_i) = \sum_{n=1}^{N_1} \gamma_n e^{-\alpha \rho(X_n, X_i)},$$

где γ_n ($n = 1, \dots, N_1$) — коэффициенты, полученные в процессе «обучения» по N_1 объектам, $e^{-\alpha \rho(X_n, X)}$ — потенциальная функция, $0 \leq \alpha \leq 1$ — коэффициент, $\rho(X_n, X)$ — функция расстояния между объектами или точками X_n и X в 15-мерном пространстве их признаков.

Значения α , вид функции ρ , число объектов N_1 , взятых для «обучения», выбираются в процессе машинного эксперимента. Критерием отбора алгоритма служит

$$\Delta = \sum_{i=1}^{N_2} [v(X_i) - f^*(X_i)]^2,$$

где N_2 — число объектов, участвующих в прогнозе, $v(X_i)$ — частота встречаемости объекта X_i в классе А, определяемая по формуле

$$v(X_i) = \mu_A(X_i) / [\mu_A(X_i) + \mu_B(X_i)],$$

где $\mu_A(X_i)$ и $\mu_B(X_i)$ — число раз, которое объект X_i встречается в классах А и В соответственно.

Параметр α , вид функции ρ , N_1 и порядок предъявления объектов для обучения выбираются так, чтобы Δ была минимальна. Остановимся подробнее на этом вопросе.

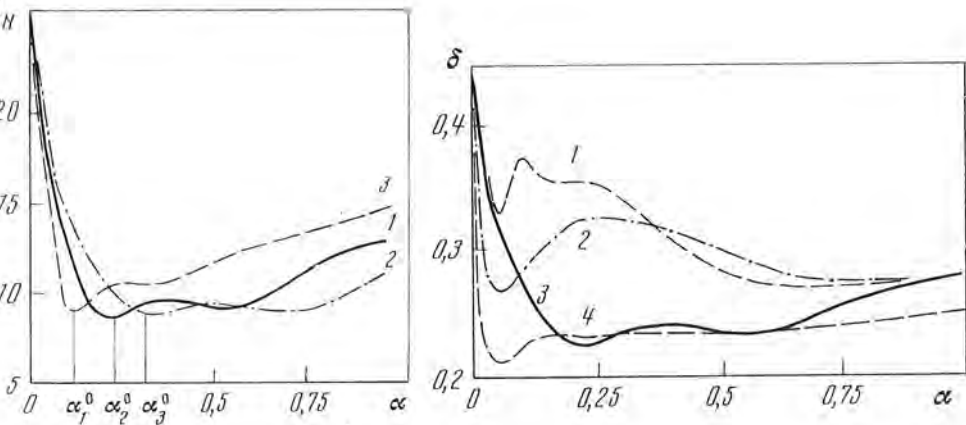
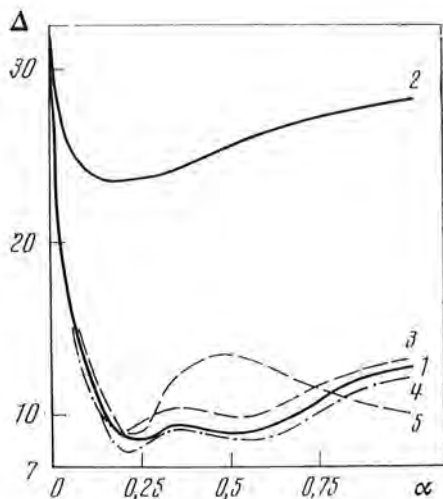


Рис. 1. Зависимость качества прогноза от выбора функции расстояния

Рис. 2. Зависимость качества прогноза от числа объектов обучения

Рис. 3. Зависимость качества прогноза от набора признаков



1. Зависимость Δ от параметра α . Как видно из рис. 1—3, минимальная величина Δ , как правило, получается при значениях $0,2 \leq \alpha \leq 0,5$. При приближении α к единице значения Δ либо резко возрастают, либо стабилизируются. При малых значениях α результаты особенно сильно зависят от других характеристик (количества и порядка объектов, взятых для обучения).

2. Зависимость Δ от α и функции расстояния ρ . «Обучение» проводилось по 128 объектам, взятым в календарном порядке. Для прогноза были использованы следующие 168 объектов (данные за 1968—1969 гг.).

Значение вероятности $f^*(X_i)$ ($i = 1, \dots, 168$) подсчитывалось при различных значениях α и разных видах функции ρ . На рис. 1 представлены результаты вычислений для следующих случаев:

$$1. \rho = \sqrt{R(X_n, X_i)}, \quad 2. \rho = \sqrt[4]{R(X_n, X_i)}, \quad 3. \rho = R(X_n, X_i),$$

R — расстояние по Хэммингу (число несовпадающих разрядов в X_n и X_i). Наименьшее значение Δ достигается при α_2^0 ($\rho = \sqrt{R}$). При $\rho = \sqrt{R}$ и $\rho = \sqrt[4]{R}$ на большом диапазоне изменения R ошибка распознавания меньше, чем при $\rho = R$. Поэтому в дальнейших экспериментах было выбрано $\rho = \sqrt{R}$.

3. Зависимость δ от числа объектов, представленных для обучений (N_1). На рис. 2 приведены экспериментальные кривые $\delta = \sqrt{\Delta/N_2}$ для

Таблица 4

Эксперимент	Интервал	Класс			Прогноз, %	Эксперимент	Интервал	Класс			Прогноз, %			
		a	b	c				a	b	c				
Все флоккулы, $\alpha = 0,25$, обучение 1 раз					C ₂	Обучение	I	76	18	6	82			
A ₁	II	77	13	10			98							
	III	73	16	11			92							
A ₂	I	74	16	10		88	C ₃	Обучение	I	79	9	12	84	
	II	84	11	5		100			II	86	7	7	91	
	III	84	12	4		100			III	94	4	2	100	
A ₃	I	78	10	12	89	$\alpha = 0,25$, обучение 3 раза, обучение по всем флоккулам, прогноз по сильным								
	II	82	8	10	93	D ₁	Обучение	I	81	19	0	100		
	Обучение	III	88	7	5			100	II	55	35	10	68	
I		61	29	10	74			III	50	37	13	62		
Все флоккулы, $\alpha = 0,25$, обучение 3 раза					D ₂	Обучение	II	82	13	5	100			
B ₁	III	74	19	7			84	D ₃	Обучение	I	67	13	20	76
	I	75	18	7			82			II	70	17	13	80
	II	91	7	2		100	III			88	9	3	100	
B ₂	III	84	15	1		91	$\alpha = 0,25$, обучение 3 раза, обучение и прогноз по зашедшим флоккулам							
	I	80	8	12		85	E ₁	Обучение	I	75	25	0	100	
II	84	9	7	89	II	49			42	9	65			
Обучение	III	94	5	1	100	III			38	52	10	51		
Все флоккулы, $\alpha = 0,5$, обучение 3 раза					E ₂	Обучение	I	47	46	7	55			
C ₁	II	74	24	2			78	Обучение	II	86	11	3	100	
	III	77	17	6			81		III	64	32	4	75	

случаев $N_1 = 40, 80, 128$ и 192 (кривые $1, 2, 3, 4$ соответственно). Как видно, увеличение N_1 значительно уменьшает δ , особенно при малых α . Однако дальнейшее увеличение N_1 приводит к противоположному эффекту: при $N_1 = 256$ качество прогноза резко падает. Этот результат может свидетельствовать о наличии неизвестных нам медленно меняющихся факторов, существенно влияющих на развитие флоккула. Дальнейшие исследования проводились при $N_1 = 128$.

4. Оценка важности признаков. Чтобы оценить роль одного или нескольких признаков в прогнозировании, сравнивались результаты прогноза, проведенного с участием и без участия этих признаков. Результаты таких экспериментов для некоторых групп и отдельных признаков приведены на рис. 3. Кривая 1 выражает зависимость $\Delta = \Delta(\alpha)$ при обучении по первым 128 объектам с учетом всех признаков, кривая 4 — та же зависимость без первого признака, 3 — без второго признака, кривая 5 получалась при исключении шестого признака. Кривая 2 соответствует прогнозу по четырем начальным признакам 1 задачи. Из графиков видно, что этих четырех признаков явно недостаточно для решения данным методом вопроса о том, выйдет ли флоккул из-за лимба в следующем обороте.

Кривая 4 расположена целиком ниже основной кривой 1, т. е. прогноз без участия первого признака оказывается лучше, чем с ним. Этот признак является в данном эксперименте шумом, мешающим прогнозу.

5. Зависимость качества прогноза от порядка предъявления объектов. Рассматриваемая до сих пор характеристика качества прогноза Δ является усредненной величиной, и с ней трудно проследить изменение качества прогноза со временем. Поэтому наряду с Δ мы использовали и другой критерий оценки качества прогноза, представляющий результат в более наглядном виде. А именно, для каждого флоккула (объекта X) находилась величина $K = |f^*(X) - y(X)|$, т. е. отклонение прогноза от действительности:

$$y(X) = \begin{cases} 1, & \text{если } X \in A, \\ 0, & \text{если } X \in B. \end{cases}$$

В данном эксперименте использован весь материал за 3 года. По времени весь материал был разбит на три равные части (I, II, III), что приблизительно соответствует годичным интервалам. Более мелкое разбиение целесообразно ввиду малого количества точек. Для каждого временного интервала подсчитывалось число флоккулов, для которых $|f^*(X) - y(X)| = K$ находится в каждом из трех классов по K : (а) $0 \leq K \leq 0,29$, (б) $0,3 \leq K \leq 0,69$; (с) $0,7 \leq K \leq 1$. Эти числа выражались в процентах от числа флоккулов во временном интервале.

Таким образом была построена табл. 4. Слева от временных интервалов отмечен интервал, по которому проводилось обучение. Для выяснения вопроса об ухудшении прогноза с удалением от области обучения за 100% принималось число флоккулов в классе (а) (отклонение прогноза от действительности $K \leq 0,29$) для интервала обучения, и по отношению к нему два других числа класса (а) выражались в процентах. Эти числа написаны справа от столбца с. Табл. 4 относится к следующим экспериментам:

$A_{(1,2,3)}$. Обучение проводилось 1 раз, $\alpha = 0,25$, в анализе участвуют все флоккулы.

$B_{(1,2,3)}$. Обучение проводилось последовательно 3 раза по одному и тому же материалу, $\alpha = 0,25$, в анализе участвуют все флоккулы.

$C_{(1,2,3)}$. Обучение проводилось 3 раза, $\alpha = 0,5$, в анализе участвуют все флоккулы.

$D_{(1,2,3)}$. Обучение 3 раза, $\alpha = 0,25$, обучение по всем флоккулам, прогноз по флоккулам, у которых сумма всех параметров > 3 .

$E_{(1,2)}$. Обучение 3 раза, $\alpha = 0,25$, обучение и прогноз по флоккулам с суммой параметров > 3 .

Рассмотрим эти таблицы.

1. Из сравнения экспериментов А и В видно, что несколько лучший результат дает трехкратное обучение.

2. Из сравнения В и С следует, что при $\alpha = 0,25$ и $\alpha = 0,5$ результаты мало различаются. В интервале обучения при $\alpha = 0,5$ прогноз несколько лучше, но для интервалов, следующих за ним, результат лучше при $\alpha = 0,25$. А это как раз и существенно при реальной процедуре прогноза. Так что следует выбрать $\alpha = 0,25$.

3. Из сравнения прогноза в интервалах обучения следует, что в большинстве случаев (кроме эксперимента С) наихудший прогноз в I интервале, лучше во II и самый хороший — в III. По-видимому, это объясняется улучшением качества наблюдений от года к году.

4. Существует довольно большое количество флоккулов, для которых без применения каких-либо математических методов прогноза можно сказать, что вероятность выхода их из-за края равна 0. Это все флоккулы, у которых в таблице признаков, заданных в двоичном коде, не больше трех признаков имеют значение 1 (слабые флоккулы). Встал вопрос, нельзя ли сразу же исключить из рассмотрения такие флоккулы как тривиаль-

ные и решать задачу для остальных. Результат такого решения дан для эксперимента Е. В эксперименте D обучение проводилось по всем флоккулам, а при прогнозе были исключены все слабые флоккулы, т. е. в этих двух случаях число флоккулов, участвовавших в обучении, разное, а в прогнозе — одинаковое. Как видим, в эксперименте D результат прогноза лучше, чем в Е, т. е. слабые флоккулы не составляют обособленную группу и существенно влияют на прогностическую функцию $f^*(X)$.

5. Рассмотрим вопрос об изменении качества прогноза с удалением от области обучения. Используем для этой цели эксперимент В, так как мы выяснили, что он соответствует наилучшему выбору параметров ($\alpha = 0,25$, трехразовое обучение, в анализе участвуют все флоккулы). Поскольку качество обучения для разных временных интервалов разное, будем рассматривать относительное ухудшение прогноза (крайний правый столбец). Как видно из экспериментов V_1 и V_3 , с удалением интервала прогнозирования от интервала обучения прогноз ухудшается. Вероятно, здесь, как и при выборе наилучшего числа объектов обучения, сказывается влияние какого-то неучтенного нами фактора, медленно меняющегося со временем. Неучет этого фактора приводит к тому, что мы получаем как бы изменение закономерностей развития флоккула со временем, заметное уже в годичных интервалах. Конечно, более определенные заключения по этому вопросу можно сделать, только изучив материал за более длительный временной интервал. Тем не менее это подтверждает мысль о том, что надо быть особенно осторожным при решении задач прогноза и брать для исследования небольшие интервалы времени. Можно добавить к этому, что необходимо рассматривать материал при прогнозе в календарном порядке.

Выводы по II задаче. 1. Метод потенциальных функций дал удовлетворительное решение задачи прогноза выхода флоккула из-за края.

Так, при «обучении» по материалу 1967 г. прогноз на 1968 г. для 77% флоккулов дал $K = |f^*(X) - y(X)| \leq 0,3$, где $f^*(X)$ — вычисленная вероятность выхода флоккула из-за края,

$$y(X) = \begin{cases} 1, & \text{если флоккул действительно вышел из-за края,} \\ 0, & \text{если он не вышел.} \end{cases}$$

При обучении по 1968 г. (II временной интервал) прогноз на 1969 г. дал для 84% всех флоккулов $K < 0,3$.

2. Прогноз ухудшается по мере удаления от области «обучения».

3. Конкретное прогнозирование с помощью метода потенциальных функций должно включать в себя обучение по материалу приблизительно за годичный интервал, непосредственно предшествующий интервалу прогнозирования.

Авторы приносят свою искреннюю благодарность В. А. Слепян и Н. Е. Мальцевой за полезное обсуждение и Надежде Ивановне Яворской за помощь в подготовке астрофизического материала.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. B. Severny, N. V. Steshenko. Solar Terrestrial Physics 1970, Pt I. Dordrecht, Reidel Publ. Co., 1972, p. 173.
2. A. B. Severny, N. V. Steshenko. Space Research, 1973, 13, 809.
3. P. Simon. COSPAR Inform. Bull., 1973, N, 67, 39.
4. P. S. McIntosh. COSPAR Inform. Bull., 1973, N 67, 33.
5. N. N. Stepanyan, A. N. Koval. COSPAR Inform. Bull., 1973, N 67, 37.
6. В. Л. Браиловский, И. Ю. Браиловская. Докл. АН СССР, 1974, 198, 319.
7. А. Б. Вертильб, Г. В. Кузлин, С. В. Макаров, А. Е. Сиклен. В сб. «Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца», вып. 13, Иркутск, 1970, стр. 194.
8. E. I. Mogilevsky. Progress in Astronautics and Aeronautics, v. 30, Solar Activity. Observations and Predictions, 1972, p. 411.
9. Solar Geophysical Data, 1967, 1969.
10. И. Ю. Браиловская и др. Солнечные данные, 1972, 6, 88.
11. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 62.
12. М. А. Айзерман, Э. М. Браверман, Л. И. Розоноэр. Метод потенциальных функций в теории обучения машин. М., «Наука», 1970.

О РАЗБАЛАНСЕ ПОТОКОВ ВЕЩЕСТВА
В РАЗВИТЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Дж. И. Иргашев

По фотоэлектрическим записям лучевых скоростей в линии $\lambda 5250$ Fe I изучалось поле скоростей на уровне фотосферы в пяти развитых активных областях, находившихся вблизи центрального меридиана.

Показано, что в активной области местами наибольшего преобладания потока опускающегося газа над потоком поднимающегося газа являются районы, занятые пятнами. Разбаланс потоков вещества по активной области в целом возрастает с ростом площади ядер и уменьшением их раздробленности. Соотношения потоков вещества в пятнах и вне их связаны между собой и указывают на возможность существования обмена веществом между пятнами и окружающими их районами.

ON THE DISBALANCE OF MATTER FLOWS IN DEVELOPED ACTIVE REGIONS,
by J. I. Irgashev. — The velocity fields at the photospheric level of five well developed active regions located near the central meridian were studied. Photoelectric records of line of sight velocities obtained in the $\lambda 5250$ Fe I line were used in this investigation.

It is shown that downward gas flow most predominate over upward gas flow in places of active regions occupied by sunspots. An increase of the area sunspot's umbrae and a decrease of the umbrae's splitting are followed by increase of the gas flows disbalance observed in the active region as a whole. There is a connection between downward-to-upward flows ratios measured inside and outside of sunspots. This suggests a possibility of the matter exchange between sunspots and their surroundings.

В настоящее время опубликовано много работ, посвященных исследованию поля скоростей в активных областях на Солнце [1—6]. Из них, в частности, следует, что в предположении одинаковой плотности вещества поток опускающегося газа преобладает над потоком поднимающегося газа как в фотосфере, так и в хромосфере активных областей [2—4]. Причем, согласно [3], даже такие мощные процессы, как вспышки балла Z^+ , не приводят к полному выравниванию потоков по всей активной области.

Представляется интересным изучение разбаланса потоков вещества в развитых активных областях и связи его с некоторыми характеристиками групп солнечных пятен.

1. Материалом для работы послужили фотоэлектрические записи лучевых скоростей, полученные сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории на магнитографе [7, 8] башенного солнечного телескопа в линии $\lambda 5250$ Fe I. Были использованы только те записи, которые получались одновременно с продольной составляющей магнитного поля. В схеме регистрации поперечной составляющей согласно [9] лучевые скорости искажены просачиванием сигнала от σ -компонент линии, расщепленной в магнитном поле. В связи с тем, что разбаланс потоков вещества в активной области обусловлен в основном движениями газа в вертикальном направлении [3], из имеющегося материала были отобраны данные для развитых активных областей, находящихся у центрального меридиана (примерно до $\pm 30^\circ$ от него) и наблюдавшихся не менее 2—3 дней подряд.

Сканирование изображения Солнца производилось вдоль суточной параллели со скоростью $2''$ в секунду времени. Расстояние между центрами соседних разрезов составляло $6'',7$. Ширина щели спектрографа была в пределах $1'',35-2'',70$, а высота — в пределах $4'',5-9'',0$. Калибровка лучевых скоростей осуществлялась по записям сигналов на западном и восточном краях диска Солнца у экватора. Нулевая линия лучевых скоростей проводилась по методу, предложенному С. И. Гопасюком и др. [10], с точностью ± 80 м/сек.

По данным наблюдений были построены карты поля скоростей, и по каждой из них вычислялась величина $\Phi = \sum (S_i \times \bar{V}_i)$ отдельно для районов с подъемом и опусканием газа. Здесь S_i — площадь участка, ограниченного двумя соседними изолиниями лучевых скоростей, а \bar{V}_i — средняя скорость на этом участке. Величина Φ в предположении одинаковой плотности газов, движущихся в противоположных направлениях, пропорциональна потоку вещества. Чтобы перейти к абсолютным значениям потоков, необходимо полученные значения Φ умножить на коэффициент $K = 2 \cdot 10^{20} n$ (n — плотность атомов на данном уровне фотосферы, величина $2 \cdot 10^{20}$ учитывает масштаб карты); тогда размерность Φ будет *атом/сек.*

Отметим, что изменения светового потока приводят к разбалансу фотумножителей магнитографа КАО, вследствие чего возникает ложный сигнал скорости [9]. При уменьшении светового потока ложный сигнал скорости для магнитографа КАО эквивалентен скорости, направленной к наблюдателю [9, 11]. Например, согласно [9], уменьшение светового потока в 4 раза может приводить к искажению скорости на величину до 500 м/сек. Таким образом, нарушение баланса ФЭУ особенно сильно может сказаться на записи лучевых скоростей в пятнах. Эффект разбалансировки ФЭУ не меняется при повторных сканированиях вдоль одного и того же разреза, проходящего через центр пятна, если атмосферные условия устойчивые [12].

Мы не учитывали здесь влияние эффекта разбалансировки ФЭУ. Поэтому полученные значения для потока Φ_{\uparrow} поднимающегося газа во всей активной области несколько завышены, а потока Φ_{\downarrow} опускающегося газа — занижены. В силу этого значения отношений потоков $\Phi_{\uparrow}/\Phi_{\downarrow}$ следует считать несколько завышенными. Величины потоков Φ_{\uparrow} и Φ_{\downarrow} ,



Рис. 1. Зарисовки групп в дни прохождения через центральный меридиан

Номер группы	Дата	t _{фот}	t _{зап}	Координаты	S _{гр}	S _н N	S _н S _{гр}	Φ _п	Φ _о	(Φ _п) _{нн}	(Φ _о) _{нн}
251	2.IX 1961 г.	9 ^h 03 ^m	10 ^h 55 ^m	12N 28E	164,4	1,252	0,143	4754	8565	3777	5388
	3.IX	9 18	9 56	12N 14E	165,2	0,859	0,114	4513	6785	3106	4420
	4.IX	9 44	10 22	12N 1E	123,8	1,211	0,176	3047	6509	1960	4868
	5.IX	9 07	10 40	12N 13W	115,2	0,950	0,149	3208	6603	2475	4851
	6.IX	9 50	10 42	12N 27W	99,8	1,457	0,205	3862	8613	2988	5919
61	10.VI 1963 г.	8 56	9 58	13N 22E	39,8	0,471	0,201	2654	3045	2470	2532
	11.VI	6 15	10 46	13N 11E	66,4	0,500	0,212	2237	2706	2106	2266
	12.VI	8 57	9 00	13N 2W	93,4	0,535	0,195	3695	4610	3530	2702
	14.VI	5 51	12 12	13N 31W	61,4	0,780	0,229	3966	5415	3754	4334
101	18.IX 1963 г.	8 49	10 55	13N 28E	150,6	1,121	0,178	2498	5422	1093	2055
	19.IX	8 45	10 45	13N 15E	155,0	0,781	0,181	3579	4452	1889	2988
	20.IX	10 23	15 45	13N 1W	163,3	0,704	0,099	1936	2194	1477	1292
	22.IX	8 13	10 10	13N 24W	167,3	0,792	0,188	3088	5431	1217	3069
265	8.VIII 1967 г.	6 07	12 05	20N 21E	88,8	0,874	0,184	4181	4976	3478	3778
	9.VIII	6 10	9 25	20N 10E	90,2	0,789	0,160	3654	4162	3234	3282
	11.VIII	8 58	11 07	20N 17W	37,8	1,133	0,270	2984	4163	2532	3451
282	25.VIII 1967 г.	6 10	9 36	23N 7E	133,7	0,746	0,132	6468	8995	5271	5469
	26.VIII	6 20	9 05	23N 7W	116,4	0,714	0,151	4592	4575	3813	2338
	27.VIII	6 17	9 00	23N 20W	108,1	0,895	0,166	4798	6971	4319	4176

относящиеся ко всей активной области, по-видимому, недалеко от действительных, ибо площади ядер, где наиболее сильно сказывается этот эффект, составляют менее 4% от площади всей области (за исключением сентябрьской группы 1963 г., в которой они достигают 8%).

По фотогелиограммам были измерены суммарные площади ядер S_n в каждой группе, полные площади групп $S_{гр}$ (суммарная площадь ядер, полутеней и пор) в произвольных, но одинаковых для всех групп единицах. Значения площадей были исправлены за эффект проекции. Определялись также и числа ядер в пятнах каждой группы N .

Мы использовали материалы, относящиеся к пяти группам. Зарисовки групп в дши, когда они проходили через центральный меридиан, приведены на рис. 1.

Группа № 251 (номера групп и дни максимума их площади приводятся по бюллетеню «Солнечные данные»). Большая, сложная группа имела максимум площади 1.IX 1961 г. За дни наблюдений наиболее значительные изменения в ее структуре происходили в хвостовой части и в районе между лидирующими и хвостовыми пятнами, которые удалялись друг от друга. Магнитное поле и скорости в ней изучались ранее авторами [13—16].

Группа № 64 — протяженная, биполярная, достигла максимума площади 12.VI 1963 г. К концу наблюдений ее хвостовая часть претерпела существенные изменения и значительно уменьшилась по площади.

Группа № 101. Собственные движения ядер, а также вспышки и их связь с конфигурацией магнитного поля описаны в [17, 18]. Максимум площади у этой сложной, многоядерной и компактной группы наблюдался 15.IX 1963 г.

Группа № 265 максимума площади достигла 9.VIII 1967 г. К концу наблюдений у этой протяженной биполярной группы хвостовая часть почти исчезла, а лидер разделился на два довольно больших пятна, быстро расходившихся друг относительно друга.

Группа № 282 — многоядерная, сложная. За дни наблюдений существенных изменений в ее структуре не происходило. Группа вытягивалась по долготе, а максимум ее площади наблюдался 20.VIII 1967 г.

Таким образом, наши материалы относились к чрезвычайно различным по своей структуре и развитию активным областям.

Результаты измерений, а также данные о материале наблюдений приведены в таблице. В первом столбце даны номера групп, во втором — дата, в третьем — $t_{\text{фот}}$ — время получения фотогелиограмм (время всюду московское), в четвертом — $t_{\text{зап}}$ — средний момент времени записи лучевых скоростей, в пятом — координаты центра группы, относящиеся к $t_{\text{зап}}$, в шестом — $S_{гр}$ — величина площади группы, в седьмом — S_n/N — величина средней площади, приходящейся на одно ядро в группе, в восьмом — $S_n/S_{гр}$ — величина отношения площади ядер к полной площади группы, в девятом — Φ_n — величина потока поднимающегося газа во всей активной области, в десятом — Φ_o — величина потока опускающегося газа во всей активной области.

2. На основе данных, приведенных в 9 и 10-м столбцах таблицы, были вычислены отношения потока Φ_n поднимающегося газа во всей активной области к потоку Φ_o опускающегося газа. Отношение потоков Φ_n/Φ_o в зависимости от величины площади группы $S_{гр}$ показано на рис. 2, а. Данные наблюдений, относящиеся к одной и той же группе, выделены одинаковыми значками. Несмотря на большой разброс точек и на то, что для некоторых групп (№ 251, 265) с ростом площади $S_{гр}$ увеличивается отношение потоков, на рис. 2, а все же в основном выявляется тенденция к уменьшению (увеличению) отношений (разбаланса) потоков с ростом площади группы $S_{гр}$. Большой разброс точек, возможно, обусловлен тем, что изучаемые группы находились на разных стадиях развития и различны по своей структуре, или тем, что площадь группы $S_{гр}$ не является опре-

деляющей характеристикой в разбалансе потоков вещества активной области.

Поэтому была рассмотрена связь отношений потоков с другими характеристиками групп пятен, а именно: с долей площади ядер в группе — $S_{\text{я}}/S_{\text{гр}}$ и со средней площадью одного ядра в группе — $S_{\text{я}}/N$. Зависимость отношения $\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}}$ от величины $S_{\text{я}}/S_{\text{гр}}$ представлена на рис. 2, б. Видно, что для каждой из активных областей довольно отчетливо проявляется связь между уменьшением отношения $\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}}$ и ростом величины $S_{\text{я}}/S_{\text{гр}}$ в ней. Однако в целом разброс точек на рис. 2, б, большой, поэтому если и имеется связь отношений потока поднимающегося газа к потоку опускающегося газа с долей площади ядер в группах, то она слабая.

Взаимосвязь отношений потоков $\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}}$ со средней площадью одного ядра в группе $S_{\text{я}}/N$ показана на рис. 2, в. Из рис. 2, в следует, что отношение потоков в активных областях тесно связано с величиной средней площади, приходящейся на одно ядро в группе. Это позволяет предположить, что разбаланс потоков вещества в активных областях, по-видимому, может определяться структурой и мощностью их магнитных полей.

3. Далее на карты лучевых скоростей с помощью карт яркостей были нанесены контуры пятен. Точность нанесения положения пятен составляла $\pm 4''$. Затем были вычислены значения величин Φ для районов вне пятен в каждой активной области. В одиннадцатом столбце приведена величина потока поднимающегося газа — $(\Phi_{\text{п}})_{\text{вн}}$, в двенадцатом — величина потока опускающегося газа $(\Phi_{\text{о}})_{\text{вн}}$ вне пятен. Эти величины можно считать свободными от ошибок, вносимых эффектом разбалансировки ФЭУ.

На основе данных в 9—12-м столбцах таблицы были вычислены отношения потоков: $(\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}})_{\text{пят}}$ — для районов активных областей, занятых пятнами, и $(\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}})_{\text{вн}}$ — для районов вне пятен.

Зависимость отношения потоков $\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}}$ для всей активной области в целом от отношений потоков $(\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}})_{\text{вн}}$ для районов вне пятен представлена на рис. 3. Из этой зависимости следует, что разбаланс потоков поднимающегося и опускающегося вещества по всей активной области определяется разбалансом потоков в районах активной области, свободных от пятен. Последнее, как это видно из сопоставления данных в 9, 11-м и 10, 12-м столбцах таблицы, обусловлено тем, что величины потоков в пятнах малы по сравнению с потоками вне пятен.

По каждой карте определялись отношение площади ($S_{\text{п}})_{\text{пят}}$, занятой подъемом газа в пятнах, к полной площади пятен ($S)_{\text{пят}}$, т. е. $(S_{\text{п}}/S)_{\text{пят}}$, и отношение площади, занятой подъемом газа вне пятен, к полной площади районов вне пятен $(S_{\text{п}}/S)_{\text{вн}}$. По данным о потоках и площадях были также вычислены сред-

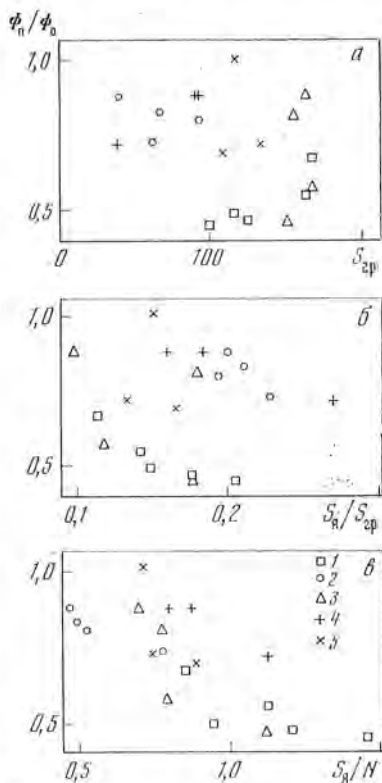


Рис. 2. Зависимость отношений потоков $\Phi_{\text{п}}/\Phi_{\text{о}}$ от величин $S_{\text{я}}/S_{\text{гр}}$, $S_{\text{я}}/S_{\text{гр}}$ и $S_{\text{я}}/N$

1 — для группы № 251; 2 — № 64; 3 — № 101; 4 — № 265; 5 — № 282

ние по площади скорости ($\Phi/\Sigma S_i$) подъема и опускания в районах пятен и вне их. Затем величины средних по площади скоростей, долей площадей, занятых подъемом газа, и отношений потоков в районах пятен и вне их были усреднены по всем имеющимся данным наблюдений. Хотя рассмотренные активные области были различны по своей структуре и находились на разных стадиях развития, такое усреднение дает нам значение этих величин, характерное для развитых активных областей.

Средние по всем данным наблюдений для скоростей равны: для подъема $(\bar{v}_n)_{\text{пят}} = -264$ м/сек и опускания $(\bar{v}_o)_{\text{пят}} = +341$ м/сек в пятнах;

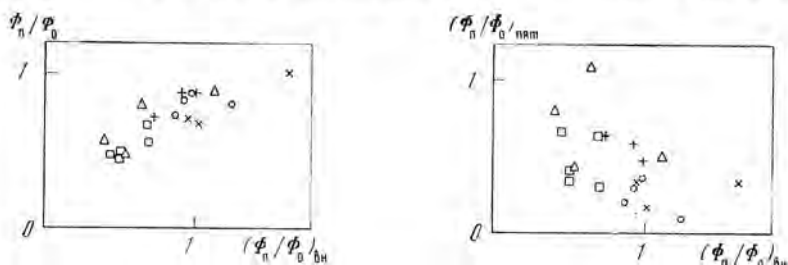


Рис. 3. Зависимость между отношениями потоков вещества во всей активной области Φ_n/Φ_o и в районах, свободных от пятен $(\Phi_n/\Phi_o)_{\text{вн}}$

Обозначения те же, что и на рис. 2

Рис. 4. Зависимость между отношениями потоков вещества в пятнах $(\Phi_n/\Phi_o)_{\text{пят}}$ и вне пятен $(\Phi_n/\Phi_o)_{\text{вн}}$

Обозначения те же, что и на рис. 2

в районах вне пятен $(\bar{v}_n)_{\text{вн}} = -137$ м/сек и $(\bar{v}_o)_{\text{вн}} = +151$ м/сек. Полученные значения указывают на то, что величины скоростей подъема и опускания в районах активной области, занятых пятнами, в среднем примерно в 2 раза больше скоростей подъема и опускания в районах вне пятен. Отметим, что эти скорости в районах активной области, свободных от пятен, близки по величине к подобным скоростям в невозмущенных участках солнечной фотосферы и в слабых активных областях, где они, согласно [19], равны 117 м/сек.

Усреднение по всем имеющимся значениям долей площадей, занятых подъемом газа, в районах пятен и вне их дало следующее: $(S_n/S)_{\text{пят}} = 0,33$ и $(S_n/S)_{\text{вн}} = 0,48$. Средние величины отношений потоков равны: $(\Phi_n/\Phi_o)_{\text{пят}} = 0,43$ в пятнах и $(\Phi_n/\Phi_o)_{\text{вн}} = 0,86$ вне пятен. Эти величины показывают, что в среднем в районах активной области, свободных от пятен, как площади, занятые подъемом и опусканием, так и потоки поднимающегося и опускающегося вещества примерно равны друг другу и мало отличаются от значений в невозмущенной фотосфере [19]. В то же время полученные значения рассмотренных выше величин указывают на то, что в среднем местами наибольшего относительного разбаланса потоков вещества в активных областях являются районы, занятые пятнами.

Взаимосвязь между отношением потоков $(\Phi_n/\Phi_o)_{\text{пят}}$ в пятнах и отношением потоков $(\Phi_n/\Phi_o)_{\text{вн}}$ вне пятен показана на рис. 4. Из него видно, что отношения потоков поднимающегося и опускающегося вещества в районах активной области, занятых пятнами и свободных от них, показывают обратный ход изменений. Такая зависимость между отношениями потоков вещества в пятнах и вне их, по-видимому, указывает на возможность существования обмена веществом между областью пятен и окружающими их областями.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить академика А. Б. Северного за возможность работать в КАО и пользоваться мате-

риалами наблюдений обсерватории, научного руководителя С. И. Гопасюка за предложенную тему и советы, Ю. М. Слоним за любезное предоставление фотогелиограмм, В. А. Котова за полезные обсуждения.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 184.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 25, 154.
3. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 14.
4. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, 15.
5. А. Vhatnagar. Solar Phys., 1971, 16, 40.
6. R. Howard. Solar Phys., 1972, 24, 123.
7. Н. С. Пикулин, А. Б. Северный В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 3.
8. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
9. С. И. Гопасюк, А. Б. Северный. Солнечные данные, 1964, № 12, 43.
10. С. И. Гопасюк, М. Б. Озирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 3 148.
11. Р. Н. Ижсанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 150.
12. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 139.
13. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 194.
14. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1, № 2.
15. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 65.
16. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 39, 253.
17. S. I. Gopasyuk, G. E. Moreton. Proc. Astron. Soc. Australia, 1967, 1, N 1, 8.
18. G. E. Moreton, A. B. Severny. Solar Phys., 1968, 3, 282.
19. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 45.

О ВЫЧИСЛЕНИИ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ

Л. С. Любимков

Существенным недостатком метода последовательных приближений, применяемого при вычислении функции источников в звездных атмосферах, является медленная сходимость. Чтобы ускорить сходимость итерационного процесса, предложено использовать вариационный принцип, примененный Т. А. Гермогеновой и Т. А. Сушкевич [3] для численного решения уравнения переноса. С помощью построенного таким путем метода рассчитана функция источников в центральной частоте линии $\lambda 4808,16 \text{ Fe I}$ в условиях солнечной атмосферы. Потребовалось только три приближения, чтобы найти указанную величину с 4–5 верными знаками.

ON THE SOURCE FUNCTION CALCULATION IN STELLAR ATMOSPHERES, by *L. S. Lubimkov*. — The substantial defect of the iterative method used for source function calculations in stellar atmospheres is a bad convergence. To speed up the convergence of iterative process it is proposed to use a variational principle used by T. A. Germogonova and T. A. Sushkevitch [3] for the numerical solution of the equation of transfer. By means of a method constructed in this way the source function in the core of the line $\lambda 4808,16 \text{ Fe I}$ in solar atmosphere is calculated. Only three approximations were needed to obtain this value with 4–5 accurate figures.

1. Основные уравнения

Одной из наиболее трудоемких задач, возникающих при изучении поля излучения в звездных атмосферах, является вычисление функции источников. Как известно, в условиях плоскопараллельной полубесконечной атмосферы функция источников $S_\nu(\tau_\nu)$ в непрерывном спектре и в линии (при когерентном рассеянии) находится из интегрального уравнения

$$S_\nu(\tau_\nu) = \frac{|\lambda_\nu(\tau_\nu)|}{2} \int_0^\infty S_\nu(\tau'_\nu) E_1(|\tau_\nu - \tau'_\nu|) d\tau'_\nu + [1 - \lambda_\nu(\tau_\nu)] B_\nu [T(\tau_\nu)], \quad (1)$$

которое может быть получено из уравнения переноса

$$\mu \frac{\partial I_\nu(\tau_\nu, \mu)}{\partial \tau_\nu} - I_\nu(\tau_\nu, \mu) = -S_\nu(\tau_\nu) \quad (2)$$

и уравнения лучистого равновесия

$$S_\nu(\tau_\nu) = \frac{\lambda_\nu(\tau_\nu)}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu(\tau_\nu, \mu) d\mu + [1 - \lambda_\nu(\tau_\nu)] B_\nu [T(\tau_\nu)] \quad (3)$$

при граничном условии

$$I_\nu(0, \mu) = 0, \quad \mu < 0. \quad (4)$$

Здесь τ_ν — оптическая глубина в частоте ν , μ — косинус угла между направлением излучения и внешней нормалью, $I_\nu(\tau_\nu, \mu)$ — интенсивность излучения, $B_\nu [T(\tau_\nu)]$ — функция Планка, зависящая от распределения температуры $T(\tau_\nu)$, $E_1(\tau_\nu)$ — первая интегральная показательная функция, причем

$$E_n(\tau_\nu) = \int_0^1 e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu}} \mu^{n-2} d\mu \quad (n \geq 1). \quad (5)$$

Кроме того, в уравнения (1) и (3) входит функция $\lambda_\nu(\tau_\nu)$, которая выражается через коэффициенты поглощения и рассеяния. Обозначим κ и σ соответственно коэффициент поглощения и коэффициент рассеяния в непрерывном спектре. Пусть далее l_ν — коэффициент поглощения в линии, а γ — доля квантов, уходящих из линии вследствие истинного поглощения (например, за счет фотоионизаций с верхнего уровня). Тогда коэффициент рассеяния в линии σ_ν и коэффициент истинного поглощения в линии κ_ν определяются по формулам

$$\sigma_\nu = (1 - \gamma) l_\nu, \quad \kappa_\nu = \gamma l_\nu. \quad (6)$$

Пользуясь введенными обозначениями, для $\lambda_\nu(\tau_\nu)$ имеем

$$\lambda_\nu = \sigma / (\kappa + \sigma) \quad (\text{непрерывный спектр}), \quad (7)$$

$$\lambda_\nu = (\sigma_\nu + \sigma) / (\kappa_\nu + \kappa + \sigma_\nu + \sigma) \quad (\text{линия}). \quad (8)$$

Как видно из соотношений (7) и (8), значения $\lambda_\nu(\tau_\nu)$ лежат между 0 и 1. В теоретических работах для простоты часто полагают $\lambda_\nu = \text{const}$. Однако, как показывают расчеты, такое предположение может оказаться слишком грубым. Необходимо подчеркнуть, что предложенный ниже метод вычисления $S_\nu(\tau_\nu)$ не зависит от конкретного вида функции $\lambda_\nu(\tau_\nu)$.

2. Метод последовательных приближений

Классическим методом решения уравнения (1) можно считать метод последовательных приближений. Идея данного метода очень проста: в правую часть уравнения (1) подставляется $(N-1)$ -е приближение для $S_\nu(\tau_\nu)$, тогда слева получается N -е приближение, т. е.

$$S^{(N)}(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \left[\int_0^\tau S^{(N-1)}(\tau') E_1(\tau - \tau') d\tau' + \int_\tau^\infty S^{(N-1)}(\tau') E_1(\tau' - \tau) d\tau' \right] + f(\tau). \quad (9)$$

В этом выражении, как и в последующих, для краткости опускается значок частоты ν ; кроме того, интеграл в правой части (1) разбит на два интеграла (они вычисляются по разным квадратурным формулам) и введено обозначение

$$f(\tau) = [1 - \lambda(\tau)] B [T(\tau)]. \quad (10)$$

В качестве начального приближения обычно используется функция Планка

$$S^{(0)}(\tau) = B [T(\tau)]. \quad (11)$$

Основным недостатком метода последовательных приближений является его медленная сходимость. Особенно существенным это обстоятельство становится при рассмотрении верхних слоев звездных атмосфер, где величина $\lambda(\tau)$ обычно близка к единице и где функция источников может сильно отличаться от функции Планка (т. е. от начального приближения). В результате для достижения необходимой точности требуется большое число итераций (обычно порядка нескольких десятков и более) и большое время счета на ЭВМ. Отметим, что на практике вместо вычисления функ-

ции источников по формуле (9) часто находят разность средней интенсивности и функции Планка. Однако все сказанное о сходимости итерационного процесса при этом остается в силе.

Некоторого сокращения времени счета можно достичь путем использования приближенных формул или подбора более точного начального приближения (см., например, [1]). Однако, как показано ниже, существенное ускорение сходимости итерационного процесса может быть получено другим способом.

3. Применение метода средних потоков

Для ускорения сходимости итерационного процесса при численном решении уравнения переноса было предложено несколько методов, основанных на сочетании метода последовательных приближений с различными вариационными принципами (см., например, [2]). Одним из наиболее эффективных в этом отношении оказался метод средних потоков, разработанный Т. А. Гермогеновой и Т. А. Сушкевич [3].

Уравнение переноса (2) при учете соотношений (3) и (10) записывается в следующем виде:

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu)}{\partial \tau} - I(\tau, \mu) = -\frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu') d\mu' - f(\tau). \quad (12)$$

Расчеты показали, что применение метода средних потоков при решении уравнений такого вида позволяет сократить число итераций и время счета на ЭВМ в десятки раз. Другим достоинством этого метода является слабая зависимость от начального приближения. Поэтому было бы полезно применить указанный метод для вычисления функции источников в звездных атмосферах.

Метод средних потоков был разработан для вычисления интенсивности излучения $I(\tau, \mu)$ в случае плоского слоя конечной оптической толщины. Вообще говоря, зная интенсивность излучения, можно затем по формуле (3) найти и функцию источников. Однако последняя зависит только от одного аргумента, в то время как интенсивность зависит от двух, поэтому для сокращения объема вычислений желательно, чтобы в итерационном процессе участвовала только функция источников. Переход от плоского слоя к полубесконечной атмосфере также требует дополнительного рассмотрения, так как возникает вопрос о граничных условиях для вспомогательных функций. Ниже дается вывод основных формул.

Исходя из уравнений (2) и (3) и условия (4), будем искать очередное N -е приближение для интенсивности излучения из уравнения

$$\frac{\partial I^{(N)}(\tau, \mu)}{\partial \tau} - I^{(N)}(\tau, \mu) = -S^{(N-1)}(\tau) \quad (13)$$

при граничном условии

$$I^{(N)}(0, \mu) = 0, \text{ если } \mu < 0. \quad (14)$$

Здесь

$$S^{(N)}(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} \bar{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu + f(\tau), \quad (15)$$

$$\bar{I}^{(N)}(\tau, \mu) = \begin{cases} n_1^{(N)}(\tau) I^{(N)}(\tau, \mu) & \text{при } \mu \geq 0, \\ n_2^{(N)}(\tau) I^{(N)}(\tau, \mu) & \text{при } \mu < 0. \end{cases} \quad (16)$$

Во введении вспомогательных функций $n_1^{(N)}(\tau)$ и $n_2^{(N)}(\tau)$ и заключается сущность рассматриваемого итерационно-вариационного метода. Получим уравнения, определяющие $n_1^{(N)}(\tau)$ и $n_2^{(N)}(\tau)$. Для этого, следуя Гермо-

геновой и Сушкевич [3], проинтегрируем (12) по μ отдельно от 0 до 1 и от -1 до 0. Заменяя затем в подынтегральных выражениях $I(\tau, \mu)$ на $\tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu)$, получим

$$\frac{d}{d\tau} \int_0^1 \mu \tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu - \int_0^1 \tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu = -\frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} \tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu - f(\tau), \quad (17)$$

$$\frac{d}{d\tau} \int_{-1}^0 \mu \tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu - \int_{-1}^0 \tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu = -\frac{\lambda(\tau)}{2} \int_{-1}^{+1} \tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu - f(\tau).$$

Используя соотношения (16), отсюда находим

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} [n_1^{(N)}(\tau) m_1^{(N)}(\tau)] - n_1^{(N)}(\tau) c_1^{(N)}(\tau) &= -\frac{\lambda(\tau)}{2} [n_1^{(N)}(\tau) c_1^{(N)}(\tau) + \\ &+ n_2^{(N)}(\tau) c_2^{(N)}(\tau)] - f(\tau), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} [n_2^{(N)}(\tau) m_2^{(N)}(\tau)] - n_2^{(N)}(\tau) c_2^{(N)}(\tau) &= -\frac{\lambda(\tau)}{2} [n_1^{(N)}(\tau) c_1^{(N)}(\tau) + \\ &+ n_2^{(N)}(\tau) c_2^{(N)}(\tau)] - f(\tau), \end{aligned}$$

где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} c_1^{(N)}(\tau) &= \int_0^1 I^{(N)}(\tau, \mu) d\mu, & c_2^{(N)}(\tau) &= \int_{-1}^0 I^{(N)}(\tau, \mu) d\mu, \\ m_1^{(N)}(\tau) &= \int_0^1 \mu I^{(N)}(\tau, \mu) d\mu, & m_2^{(N)}(\tau) &= \int_{-1}^0 \mu I^{(N)}(\tau, \mu) d\mu. \end{aligned} \quad (19)$$

В последних равенствах от интенсивности излучения можно перейти к функции источников. Для этого используем формальное решение уравнения (13) при граничном условии (14):

$$I^{(N)}(\tau, \mu) = \begin{cases} \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\mu}} S^{(N-1)}(\tau') \frac{d\tau'}{\mu} & (\mu > 0), \\ -\int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\mu}} S^{(N-1)}(\tau') \frac{d\tau'}{\mu} & (\mu < 0). \end{cases} \quad (20)$$

Подставляя соотношения (20) в (19), меняя порядок интегрирования и используя выражение (5) для $E_n(\tau)$, получаем

$$\begin{aligned} c_1^{(N)}(\tau) &= \int_{\tau}^{\infty} S^{(N-1)}(\tau') E_1(\tau' - \tau) d\tau', \\ c_2^{(N)}(\tau) &= \int_0^{\tau} S^{(N-1)}(\tau') E_1(\tau - \tau') d\tau', \\ m_1^{(N)}(\tau) &= \int_{\tau}^{\infty} S^{(N-1)}(\tau') E_2(\tau' - \tau) d\tau', \\ m_2^{(N)}(\tau) &= -\int_0^{\tau} S^{(N-1)}(\tau') E_2(\tau - \tau') d\tau'. \end{aligned} \quad (21)$$

В частности, из двух последних формул и выражения для потока излучения

$$H(\tau) = 2\pi \left[\int_{\tau}^{\infty} S(\tau') E_2(\tau' - \tau) d\tau' - \int_0^{\tau} S(\tau') E_2(\tau - \tau') d\tau' \right]$$

следует, что сумма $m_1^{(N)} + m_2^{(N)}$ с точностью до постоянной равна соответствующему приближению для $H(\tau)$. Таким образом, в процессе вычисления функции источников попутно находится поток излучения в звездной атмосфере.

Вернемся к системе дифференциальных уравнений (18). Подставляя в нее очевидные равенства

$$\frac{d}{d\tau} [n_1^{(N)} m_1^{(N)}] = \frac{dn_1^{(N)}}{d\tau} m_1^{(N)} + n_1^{(N)} [c_1^{(N)} - S^{(N-1)}],$$

$$\frac{d}{d\tau} [n_2^{(N)} m_2^{(N)}] = \frac{dn_2^{(N)}}{d\tau} m_2^{(N)} + n_2^{(N)} [c_2^{(N)} - S^{(N-1)}],$$

получаем

$$\begin{aligned} \frac{dn_1^{(N)}(\tau)}{d\tau} m_1^{(N)}(\tau) - n_1^{(N)}(\tau) S^{(N-1)}(\tau) &= \\ &= -\frac{\lambda(\tau)}{2} [n_1^{(N)}(\tau) c_1^{(N)}(\tau) + n_2^{(N)}(\tau) c_2^{(N)}(\tau)] - f(\tau), \\ \frac{dn_2^{(N)}(\tau)}{d\tau} m_2^{(N)}(\tau) - n_2^{(N)}(\tau) S^{(N-1)}(\tau) &= \\ &= -\frac{\lambda(\tau)}{2} [n_1^{(N)}(\tau) c_1^{(N)}(\tau) + n_2^{(N)}(\tau) c_2^{(N)}(\tau)] - f(\tau). \end{aligned} \quad (22)$$

Граничные условия, необходимые для решения системы (22), будут получены ниже.

Из (15) и (16), учитывая обозначения (19), находим выражение для функции источников в N -м приближении:

$$S^{(N)}(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} [n_1^{(N)}(\tau) c_1^{(N)}(\tau) + n_2^{(N)}(\tau) c_2^{(N)}(\tau)] + f(\tau). \quad (23)$$

Отсюда, в частности, видно, что правые части в уравнениях (18) и (22) равны $-S^{(N)}(\tau)$.

Формулы (21), (22) и (23) позволяют найти N -е приближение для функции источников, если известно $(N-1)$ -е приближение. Отметим, что хотя при выводе этих соотношений и использовалась интенсивность излучения, но в сами соотношения она уже не входит. Как отмечалось, это обстоятельство позволяет сократить объем вычислений при нахождении функции источников рассматриваемым методом.

Особый интерес представляет сравнение полученного результата с формулой (9), применяемой в классическом методе последовательных приближений. Последнюю при учете соотношений (21) можно переписать в следующем виде:

$$S^{(N)}(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} [c_1^{(N)}(\tau) + c_2^{(N)}(\tau)] + f(\tau). \quad (24)$$

Сравнивая выражения (23) и (24), видим, что новый метод переходит в классический при $n_1^{(N)}(\tau) = n_2^{(N)}(\tau) \equiv 1$. Именно за счет введения функций $n_1^{(N)}(\tau)$ и $n_2^{(N)}(\tau)$, которые, вообще говоря, не равны единице, и получается ускорение сходимости итерационного процесса.

4. Граничные условия

Для решения дифференциальных уравнений (18) или (22) необходимо задать граничные условия, которым должны удовлетворять функции $n_1^{(N)}(\tau)$ и $n_2^{(N)}(\tau)$. Рассмотрим сначала область больших оптических глубин. Повидимому, при $\tau \gg 1$ в звездных атмосферах имеет место локальное термодинамическое равновесие. Поэтому в глубоких слоях атмосферы средняя интенсивность излучения соответствует функции Планка, т. е.

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu) d\mu = B [T(\tau)] \quad (\tau \gg 1).$$

Потребуем, чтобы функция $\tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu)$ тоже удовлетворяла этому условию:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \tilde{I}^{(N)}(\tau, \mu) d\mu = B [T(\tau)] \quad (\tau \gg 1). \quad (25)$$

Подставляя соотношения (25) и (10) в формулу (15), получаем

$$S^{(N)}(\tau) = B [T(\tau)] \quad (\tau \gg 1). \quad (26)$$

Как уже отмечалось, система уравнений (22) может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1^{(N)}(\tau)}{d\tau} m_1^{(N)}(\tau) - n_1^{(N)}(\tau) S^{(N-1)}(\tau) &= -S^{(N)}(\tau), \\ \frac{dn_2^{(N)}(\tau)}{d\tau} m_2^{(N)}(\tau) - n_2^{(N)}(\tau) S^{(N-1)}(\tau) &= -S^{(N)}(\tau). \end{aligned} \quad (27)$$

Отсюда для глубоких слоев звездной атмосферы, где выполняется соотношение (26), получаем

$$\begin{aligned} \frac{dn_1^{(N)}}{d\tau} m_1^{(N)} - n_1^{(N)} B &= -B, \\ \frac{dn_2^{(N)}}{d\tau} m_2^{(N)} - n_2^{(N)} B &= -B \end{aligned} \quad (\tau \gg 1)$$

или

$$\begin{aligned} m_1^{(N)} \frac{d}{d\tau} [n_1^{(N)} - 1] &= [n_1^{(N)} - 1] B, \\ m_2^{(N)} \frac{d}{d\tau} [n_2^{(N)} - 1] &= [n_2^{(N)} - 1] B. \end{aligned} \quad (\tau \gg 1) \quad (28)$$

Таким образом, каждая из двух функций

$$n_1^{(N)}(\tau) - 1 \quad \text{и} \quad n_2^{(N)}(\tau) - 1$$

при $\tau \gg 1$ удовлетворяет однородному линейному дифференциальному уравнению. Но такому уравнению всегда удовлетворяет тривиальное решение, т. е. функции

$$n_1^{(N)}(\tau) = 1, \quad n_2^{(N)}(\tau) = 1 \quad (\tau \gg 1) \quad (29)$$

являются решениями уравнений (28). Отсюда следует, что в качестве граничных условий можно принять

$$n_1^{(N)}(\infty) = 1, \quad n_2^{(N)}(\infty) = 1. \quad (30)$$

При численном решении системы (22) вследствие ограниченности рассматриваемой области оптических глубин приходится вместо точных условий

(30) пользоваться приближенными условиями

$$n_1^{(N)}(\tau^*) = 1, \quad n_2^{(N)}(\tau^*) = 1, \quad (31)$$

где τ^* — наибольшая рассматриваемая глубина. Величину τ^* нужно взять достаточно большой, чтобы начальное приближение (11) в этой точке не очень сильно отличалось от истинного значения функции источников $S(\tau^*)$. В наших вычислениях $\tau^* = 4,8$.

Из условий (31) следует, что при $\tau = \tau^*$ формула (23) переходит в классическую формулу (24). Однако не следует думать, что в результате такого перехода при $\tau = \tau^*$ мы не получим ускорения сходимости итерационного процесса. Действительно, входящие в (24) величины $c_1^{(N)}(\tau)$ и $c_2^{(N)}(\tau)$ зависят от значений $S^{(N-1)}(\tau)$ не только в точке $\tau = \tau^*$, но на всем интервале $(0, \infty)$. Поэтому если при $\tau < \tau^*$ итерационный процесс ускоряется, то он ускоряется и при $\tau = \tau^*$.

Заметим, что приближенные граничные условия (31) в пределе при $N \rightarrow \infty$ переходят в точные, так как вследствие сходимости итерационного процесса при $N \rightarrow \infty$ должно быть

$$n_1^{(N)}(\tau) \rightarrow 1, \quad n_2^{(N)}(\tau) \rightarrow 1$$

для любого τ .

Граничные условия (31) не являются независимыми, поэтому для решения задачи необходимо получить еще одно условие. Полагая во второй из формул (16) $\tau = 0$, находим

$$\tilde{I}^{(N)}(0, \mu) = n_2^{(N)}(0) I^{(N)}(0, \mu) \quad (\mu < 0).$$

Используя условие (14), отсюда получаем, что

$$\tilde{I}^{(N)}(0, \mu) = 0 \quad (\mu < 0)$$

при любом конечном $n_2^{(N)}(0)$. Таким образом, из условия на верхней границе не удастся найти значение $n_2^{(N)}(0)$ (заметим, что в статье Гермогеновой и Сушкевич [3] принято $n_2^{(N)}(0) = 0$). Однако, как сейчас будет показано, для решения задачи нет необходимости знать точное значение $n_2^{(N)}(0)$; достаточно считать эту величину ограниченной. Действительно, если ввести функции

$$y^{(N)}(\tau) = n_1^{(N)}(\tau) m_1^{(N)}(\tau),$$

$$z^{(N)}(\tau) = n_2^{(N)}(\tau) m_2^{(N)}(\tau), \quad (32)$$

то система дифференциальных уравнений (18) принимает следующий вид:

$$\frac{dy^{(N)}(\tau)}{d\tau} - y^{(N)}(\tau) \frac{c_1^{(N)}(\tau)}{m_1^{(N)}(\tau)} = - \frac{\lambda(\tau)}{2} \left[y^{(N)}(\tau) \frac{c_1^{(N)}(\tau)}{m_1^{(N)}(\tau)} + z^{(N)}(\tau) \frac{c_2^{(N)}(\tau)}{m_2^{(N)}(\tau)} \right] - f(\tau), \quad (33)$$

$$\frac{dz^{(N)}(\tau)}{d\tau} - z^{(N)}(\tau) \frac{c_2^{(N)}(\tau)}{m_2^{(N)}(\tau)} = - \frac{\lambda(\tau)}{2} \left[y^{(N)}(\tau) \frac{c_1^{(N)}(\tau)}{m_1^{(N)}(\tau)} + z^{(N)}(\tau) \frac{c_2^{(N)}(\tau)}{m_2^{(N)}(\tau)} \right] - f(\tau).$$

Учитывая, что $m_2^{(N)}(0) = 0$ и величина $n_2^{(N)}(0)$ ограничена, получаем

$$z^{(N)}(0) = 0. \quad (34)$$

Таким образом, найдено граничное условие при $\tau = 0$. В качестве второго граничного условия можно взять одно из двух условий

$$y^{(N)}(\tau^*) = m_1^{(N)}(\tau^*) \quad (35)$$

или

$$z^{(N)}(\tau^*) = m_2^{(N)}(\tau^*), \quad (36)$$

которые получаются из равенств (31) и (32). Так как условия (35) и (36) не являются независимыми, то достаточно использовать одно из них.

Если найдены вспомогательные функции $y^{(N)}(\tau)$ и $z^{(N)}(\tau)$ из системы (33) при граничных условиях (34) и (35) (или (36)), то N -е приближение для функции источников вычисляется по формуле

$$S^{(N)}(\tau) = \frac{\lambda(\tau)}{2} \left[y^{(N)}(\tau) \frac{c_1^{(N)}(\tau)}{m_1^{(N)}(\tau)} + z^{(N)}(\tau) \frac{c_2^{(N)}(\tau)}{m_2^{(N)}(\tau)} \right] + f(\tau), \quad (37)$$

которая следует из соотношения (23) при учете обозначений (32). В частности, при $\tau = 0$ из соотношения (23) получаем

$$S^{(N)}(0) = \frac{\lambda(0)}{2} \frac{c_1^{(N)}(0)}{m_1^{(N)}(0)} y^{(N)}(0) + f(0). \quad (38)$$

В заключение приведем схему вычисления N -го приближения для функции источников.

1) Используя очередное приближение $S^{(N-1)}(\tau)$, по формулам (21) находим величины $c_1^{(N)}(\tau)$, $c_2^{(N)}(\tau)$, $m_1^{(N)}(\tau)$ и $m_2^{(N)}(\tau)$. На практике вместо (21) нужно пользоваться квадратурными формулами, о которых будет сказано ниже.

2) Решая систему линейных дифференциальных уравнений (33) при граничных условиях (34) и (35) (или (36)), вычисляем функции $y^{(N)}(\tau)$ и $z^{(N)}(\tau)$.

3) Затем, применяя (37), находим следующее приближение $S^{(N)}(\tau)$. В качестве начального приближения используем функцию Планка.

5. Квадратурные формулы

Величины $c_1^{(N)}(\tau)$ и $m_1^{(N)}(\tau)$ в равенствах (21) можно представить в следующем виде:

$$c_1^{(N)}(\tau) = \int_0^{\infty} S^{(N-1)}(\tau + t) E_1(t) dt, \quad m_1^{(N)}(\tau) = \int_0^{\infty} S^{(N-1)}(\tau + t) E_2(t) dt.$$

Заменяя интегралы в правых частях квадратурными формулами, получаем

$$c_1^{(N)}(\tau) = \sum_{i=1}^n a_i S^{(N-1)}(\tau + t_i), \quad (39)$$

$$m_1^{(N)}(\tau) = \sum_{i=1}^n b_i S^{(N-1)}(\tau + \tau_i), \quad (40)$$

где a_i и b_i — веса, t_i и τ_i — узлы. Значения a_i , b_i , t_i и τ_i при $n = 6$ рассчитал Л. И. Снежко [4]. По его утверждению, шеститочечные квадратурные формулы вида (39) и (40) вполне достаточны для практического применения. Так как величины a_i и b_i быстро убывают с ростом i , то дальнейшее увеличение значения n не приводит к заметному повышению точности. Используя результаты расчетов Снежко и учитывая опечатку, содержа-

щуются в τ_4 (вместо 5,00656 должно быть 5,06656), получаем

$$c_1^{(N)}(\tau) = 0,621200S^{(N-1)}(\tau + 0,118101) + 0,317327S^{(N-1)}(\tau + 0,848318) + \\ + 10^{-10},574636S^{(N-1)}(\tau + 2,39184) + 10^{-20},392969S^{(N-1)}(\tau + 4,91322) + \\ + 10^{-40},788449S^{(N-1)}(\tau + 8,71442) + 10^{-80},225663S^{(N-1)}(\tau + 14,5834), \quad (41)$$

$$m_1^{(N)}(\tau) = 0,271909S^{(N-1)}(\tau + 0,161341) + 0,186265S^{(N-1)}(\tau + 0,946040) + \\ + 10^{-10},388985S^{(N-1)}(\tau + 2,52414) + 10^{-20},286743S^{(N-1)}(\tau + 5,06656) + \\ + 10^{-40},600776S^{(N-1)}(\tau + 8,88094) + 10^{-80},176753S^{(N-1)}(\tau + 14,7588). \quad (42)$$

Рассмотрим теперь величины $c_2^{(N)}(\tau)$ и $m_2^{(N)}(\tau)$. Их выражения в (24) перепишем в следующем виде:

$$c_2^{(N)}(\tau) = \int_0^{\tau} S^{(N-1)}(\tau - t) E_1(t) dt, \quad m_2^{(N)}(\tau) = - \int_0^{\tau} S^{(N-1)}(\tau - t) E_2(t) dt.$$

Подставляя сюда выражение (5), получаем

$$c_2^{(N)}(\tau) = \int_0^{\tau} S^{(N-1)}(\tau - t) dt \int_0^1 e^{-\frac{t}{x}} \frac{dx}{x}, \\ m_2^{(N)}(\tau) = - \int_0^{\tau} S^{(N-1)}(\tau - t) dt \int_0^1 e^{-\frac{t}{x}} dx.$$

Применяя квадратурную формулу Гаусса по отрезку $[0, 1]$ сначала к внутренним интегралам, а затем к внешним, находим

$$c_2^{(N)}(\tau) = \tau \sum_{i=1}^n v_i S^{(N-1)}[\tau(1 - x_i)] \sum_{k=1}^n \frac{v_k}{x_k} e^{-\tau \frac{x_i}{x_k}}, \quad (43)$$

$$m_2^{(N)}(\tau) = -\tau \sum_{i=1}^n v_i S^{(N-1)}[\tau(1 - x_i)] \sum_{k=1}^n v_k e^{-\tau \frac{x_i}{x_k}}. \quad (44)$$

В. Г. Буславский [5], использовавший подобную формулу, нашел, что при $n = 15$ она дает 3—4 верных знака. Веса v_i и узлы x_i квадратурных формул (43) и (44) для различных значений n можно найти в таблицах А. С. Кропрода [6].

6. Результаты вычислений

С помощью изложенного метода была рассчитана функция источников в центральной частоте линии $\lambda 4808,16$ Fe I для условий солнечной атмосферы. Была использована Гарвард-Смитсоновская модель солнечной атмосферы [7]. В соответствии с применяемой моделью в расчетах учитывались следующие источники непрозрачности в непрерывном спектре: H I, H⁻, H₂⁺, металлы (Mg I и Si I), релеевское рассеяние на атомах водорода и рассеяние на свободных электронах. Относительное содержание железа по числу атомов соответствовало значению $\lg \varepsilon(\text{Fe}) = 7,60$, если считать, что $\lg \varepsilon(\text{H}) = 12,00$. Для силы осциллятора использована величина $gf = 0,0029$ [8].

Населенность нижнего уровня и степень ионизации вычислялись с помощью формул Больцмана и Саха. Необходимые для таких вычислений значения суммы по состояниям для Fe I находились с помощью таблиц [9], причем учитывалась зависимость не только от температуры, но и от плот-

$S^{(N)}(\tau) \cdot 10^5$ для центра линии $\lambda 4808,16$ Fe I

τ	$S^{(0)}$	$S^{(1)}$	$S^{(2)}$	$S^{(3)}$	$S^{(4)}$	τ	$S^{(0)}$	$S^{(1)}$	$S^{(2)}$	$S^{(3)}$	$S^{(4)}$
0,05	0,4500	0,5353	0,5317	0,5312	0,5312	0,70	0,9861	1,0999	1,1001	1,1002	1,1002
0,10	0,5282	0,5906	0,5857	0,5855	0,5855	0,80	1,0693	1,1824	1,1823	1,1823	1,1824
0,15	0,5758	0,6382	0,6346	0,6345	0,6345	0,90	1,1493	1,2639	1,2640	1,2639	1,2640
0,20	0,6165	0,6828	0,6809	0,6808	0,6809	1,00	1,2303	1,3463	1,3462	1,3461	1,3461
0,25	0,6490	0,7266	0,7253	0,7251	0,7252	1,50	1,6777	1,7752	1,7740	1,7738	1,7739
0,30	0,6830	0,7699	0,7686	0,7685	0,7685	2,00	2,1320	2,2244	2,2241	2,2240	2,2240
0,40	0,7630	0,8548	0,8539	0,8539	0,8540	3,00	3,2305	3,2946	3,2948	3,2947	3,2947
0,50	0,8379	0,9368	0,9368	0,9369	0,9370	4,00	4,6936	4,7120	4,7116	4,7113	4,7113
0,60	0,9093	1,0178	1,0184	1,0185	1,0186	4,80	6,0376	6,0304	6,0289	6,0283	6,0282

ности заряженных частиц. Что касается суммы по состояниям для Fe II, то в условиях солнечной атмосферы она практически зависит только от температуры, поэтому здесь была использована приближенная формула К. Болтона [10].

Скорость микротурбулентности принималась равной 1 км/сек. Величина γ в выражении (8) для λ (τ) считалась равной нулю, т. е. не учитывались процессы, приводящие к уходу квантов из линии. Грубый учет γ может быть выполнен с помощью приближенного равенства $\gamma \approx e^{-\chi_2/kT}$, где χ_2 — энергия ионизации с верхнего уровня. Как показали вычисления, для выбранной линии величина γ мала ($\gamma \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$), и ее учет практически не влияет на значения функции источников (разница не превышает 2—3 единиц в третьей значащей цифре).

Функция источников рассчитывалась в интервале оптических глубин от 0,05 до 4,80. Таким образом, в условиях (35) и (36) полагалось $\tau^* = 4,80$. Величины $c_1^{(N)}(\tau)$, $c_2^{(N)}(\tau)$, $m_1^{(N)}(\tau)$ и $m_2^{(N)}(\tau)$ вычислялись по квадратурным формулам (41) — (44), причем значения $S^{N-1}(\tau)$ при $\tau < 0,05$ и $\tau > 4,80$ находились с помощью экстраполяции.

Результаты расчетов представлены в таблице. Из нее видно, что значения $S^{(3)}(\tau) \cdot 10^5$ и $S^{(4)}(\tau) \cdot 10^5$ совпадают практически до четвертого знака после запятой, т. е. при каждом последующем приближении добавляется еще один верный знак, это примерно на порядок повышает точность определения $S(\tau)$. Так как в данном случае разность между начальным приближением $S^{(0)}(\tau)$ и точными значениями $S(\tau)$ составляет несколько единиц второго знака, то потребовалось всего лишь три приближения, чтобы найти функцию источников с 4—5 верными знаками.

В заключение автор выражает благодарность Т. Г. Буславской за проведение расчетов на ЭВМ.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Сапар, А. Круусмаа. Публ. Тартуской астрофиз. obs., 1970, 38 29.
2. Т. А. Гермогенова. В сб. «Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света». Минск, «Наука и техника», 1971, стр. 29.
3. Т. А. Гермогенова, Т. А. Сушкевич. Вопросы физики защиты реакторов, 1969, вып. 3, 34.
4. Л. И. Снежко. Сообщения Специальной астрофиз. obs., 1971, вып. 3, 3.
5. В. Г. Буславский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 317.
6. А. С. Кропруд. Узлы и веса квадратурных формул. М., «Наука», 1964.
7. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkofen, Y. Cuny. Solar Phys., 1971, 18, 347.
8. R. Foy. Astron. and Astrophys., 1972, 18, 26.
9. H. W. Drawin, P. Felenbok. Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium. Paris, Gauthier — Villars, 1965.
10. C. T. Bolton. Astrophys. J., 1970, 161, 1187.

ДЕКАМЕТРОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЮПИТЕРА,
СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ
И МЕРИДИОНАЛЬНАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий

Исследуется возможный эффект воздействия солнечных космических лучей от хромосферных вспышек на интенсивность декаметрового радиоизлучения Юпитера. Показано, что спустя сутки после протонных вспышек декаметровая активность планеты возрастает, что может быть отнесено к явлению типа полярного блокаута. Эффект обнаруживается только вне «штилевой» зоны, которая таким образом прослежена до 5 а. е.

SOLAR COSMIC RAYS, DECAMETRIC RADIOBURSTS OF THE JUPITER AND SOLAR WIND MERIDIONAL STRUCTURE, by *L. S. Levitsky* and *B. M. Vladimirovsky*. — A possible effects of the solar proton flares in the decametric radio noise of the Jupiter were considered. The observational data of Boulder [16—19] for years 1960—71 were analysed. It was shown that planet's activity is increased after proton flares with one day delay. The effect is about 5σ (standard deviation). It's present when the Jupiter's heliolatitude is $> 2^\circ$. It was concluded that effect is probably similar to Earth's polar blackout. The avoidance zone in solar proton's propagation is present at the distance up to 5 а. е.

Хотя вопрос о связи радиоизлучения Юпитера в декаметровом диапазоне с солнечной активностью исследовался многими авторами (см., например, обзоры [1, 2]), в этой проблеме остается много неясного. Декаметровое излучение планеты сильно меняется от одного года к другому, что соответствует как будто обратной связи с солнечной активностью в 11-летнем цикле [3]. При этом минимум в вероятности наблюдений радиоизлучения не совпадает с максимумом солнечной активности (числа Вольфа), что, возможно, указывает на важную роль геометрических эффектов в связи с высокой степенью направленности излучения Юпитера [4]. С другой стороны, в определенные относительно короткие интервалы времени близ оппозиции Юпитера, по-видимому, может наблюдаться положительная корреляция вариаций интенсивности радиоизлучения с индексами магнитной активности [5, 6]. Более детальный анализ [7, 8] позволил получить убедительные доказательства возрастания интенсивности радиоизлучения планеты, связанного с приходом на орбиту Юпитера ударных волн хромосферных вспышек. Для 1964 и 1968 гг. установлена корреляция между значениями скорости солнечного ветра, полученными в прямых измерениях, и фазой стимуляции излучения спутником Ио, модулирующего, как известно, это излучение [9]. Возрастания интенсивности радиоизлучения Юпитера, обусловленные перечисленными явлениями, запаздывают относительно соответствующих индексов солнечной (геомагнитной) активности на промежуток времени $\geq 7^d$.

Если эффективность генерации декаметрового излучения Юпитера зависит от степени ионизации его нижней ионосферы (теория, видимо, не

исключает такой возможности), то имеет смысл попытаться исследовать связь активности Юпитера с еще одним проявлением солнечной активности — возрастаниями интенсивности солнечных космических лучей. Эти последние — после достаточного мощных хромосферных вспышек — должны вызывать в верхней атмосфере планеты комплекс явлений, аналогичный земным полярным блокаутам. Как известно, в земных условиях блокауты часто сопровождаются усилением магнитосферных шумов в области сверхнизких частот. Запаздывание в возрастании агента должно соответствовать скорости его распространения $\sim 0,1$ с.

Впервые идея о возможности связи декаметрового излучения Юпитера с хромосферными вспышками была высказана Дж. Краусом [10] еще в 1958 г. Первое указание на возможное существование такого рода эффекта было получено Дж. Уорвиком [11, 12], обнаружившим заметное возрастание в частоте появления шумовых бурь на Юпитере через сутки после регистрации радиовсплеска на Солнце. Эти результаты были подтверждены при обработке материала наблюдений 1950—1960 гг. [13], однако позже в специально поставленных измерениях [14] (1963 г.) эффект не был надежно установлен. Анализ сравнительно большого массива данных 1951—1963 гг., проведенный Ч. Шастри [15], также привел, по-видимому, к отрицательному результату. Учитывая важность установления наличия либо отсутствия подобной связи как для выяснения природы декаметрового радиоизлучения Юпитера, так и для решения некоторых других вопросов космофизики, целесообразно, очевидно, заново проанализировать накопленный наблюдательный материал. При этом необходимо, разумеется, учесть все те данные о солнечных космических лучах, которые были собраны в последние годы. Некоторые из результатов проведенного анализа представлены ниже.

1. Обработка данных наблюдений

В качестве исходного материала были использованы ряды наблюдений, проводившихся с 1960 г. в Боулдере (США) на интерферометре с перестройкой по частоте в диапазоне 15—39 *мгц* [16—19]. На основе этих данных был построен ежесуточный индекс активности Юпитера (с 1960 по 1971 г.), представляющий собой отношение интервала времени, в котором регистрировалось излучение планеты, к полному времени измерений в данные сутки, взятое с весом, пропорциональным баллу события. Кроме того, использовались также данные Иельского университета (измерения на фиксированной частоте 20—23 *Мгц*, 1957—1961 гг. [20]). Для этих данных изучалось распределение числа зафиксированных событий классов 1 и 2 (для 1957 г. — класса 3) относительно момента начала протонной вспышки.

Если допустить, что распространение частиц до 5 а.е. описывается анизотропной диффузией, то наиболее благоприятные условия распространения будут иметь место вдоль силовых линий межпланетного магнитного поля, связывающих Юпитер с определенной долготной зоной на Солнце, где произошла вспышка. Около оппозиции эта трубка силовых линий, как нетрудно подсчитать, будет начинаться близ меридиана 60° к востоку от центрального меридиана Солнца (60° E). Если вспышка произошла близ этой долготы, величина запаздывания эффекта относительно начала оптической вспышки (или всплеска типа IV) должна быть минимальной и составлять около суток. Во всех других случаях запаздывание может быть в 2—3 раза больше. Эффект можно ожидать, конечно, прежде всего от вспышек, удаленных от наиболее благоприятной долготы (60° E) не более чем на $\pm 90^\circ$.

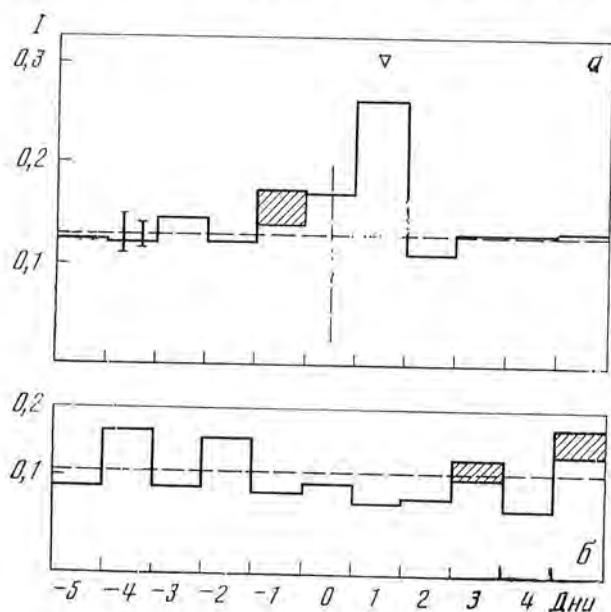
Представляется вероятным, что зона «избегания» для солнечных протонов («штилевая» зона), обнаруживаемая при измерениях с Земли [21], будет существовать и для Юпитера. Это означает, что эффект может наблюдаться только в определенные годы, когда гелиоширота Юпитера до-

статочна велика. Для Земли ширина этой зоны составляет $\sim 4^\circ$ ($\pm 2^\circ$ относительно гелиоэкватора). Для Юпитера угловая ширина зоны может, конечно, оказаться больше. Величина потока протонов от вспышки падает не менее чем вдвое, если протоны пересекают экваториальную «штилевую» зону. Поэтому благоприятной для появления эффекта будет ситуация, когда гелиоширота вспышки и гелиоширота Юпитера будут иметь один и тот же знак. Далее, для 1960—1969 гг. необходим учет смещения «штилевой» зоны к югу из-за асимметрии север—юг в распределении солнечной активности [22]. В 1964—1966 гг. на расстоянии 1 а.е. величина смещения достигала $\sim 3^\circ,5$. Возможно, что для больших гелиоцентрических расстояний она окажется еще значительнее.

С учетом сказанного строились графики индекса активности Юпитера по методу наложения эпох. Для каждого года рассматривался интервал в 4,5 месяца близ оппозиции (3 месяца до и 1,5 месяца после оппозиции). Даты всех протонных вспышек (с амплитудой $PSA \geq 2$ db) в этом интервале использовались как нулевые дни. Сведения о вспышках брались из каталога [23], а за более поздние годы — из текущей литературы. Очевидно, нет необходимости предполагать, что солнечные протоны попадают к Юпитеру только в тех случаях, когда они зафиксированы на Земле. Поэтому наряду с протонными вспышками рассматривались вспышки, сопровождающиеся достаточно мощными радиовсплесками типа IV (с энергией $\geq 3 \cdot 10^{-17}$ Дж \cdot м $^{-2}$ \cdot гц $^{-1}$). Соответствующие данные брались при этом из сводок [24]. Графики наложения эпох для этих вспышек строились отдельно.

2. Результаты обработки

На рисунке представлены графики средних значений индекса активности Юпитера относительно нулевого дня ($\pm 5^d$) для двух выделенных типов событий: *а* — условия для попадания ускоренных протонов к планете были благоприятными; *б* — условия для распространения были неблагоприятными. В первом случае Юпитер должен был находиться вне «штилевой» зоны, а знаки гелиошироты вспышки и планеты должны быть одинаковы. Положение «штилевой» зоны, как уже отмечалось, определяется геометрически только в том случае, когда отсутствует асим-



Среднее значение индекса декаметрового радиоизлучения Юпитера (I), полученное методом наложения эпох для случаев благоприятных (*а*) и неблагоприятных (*б*) условий распространения протонов.

а — $N = 32$, 1960—1964 гг.;
б — $N = 53$, 1960, 1961; 1966—1969 гг.

Нулевой день — дата протонной вспышки или вспышки с радиовсплеском типа IV

метрия север — юг в распределении солнечной активности. В 1960 г. такая асимметрия уже наблюдалась [25].

Полагая, что величина смещения «штилевой» зоны пропорциональна величине асимметрии (основанием для такого предположения могут служить расчеты [26]), находим, что с февраля 1960 г. эффективная гелиоширота планеты (т. е. угловое расстояние планеты от центра симметрии зоны) возрастала начиная с $\pm 1^{\circ},8$ до $\pm 3^{\circ},4$, т. е. Юпитер находился, по видимому, на краю зоны. Поэтому данные за этот год включены в график *a* рисунка. В 1961 — 1962 гг. планета определенно находилась вне зоны избегания (геометрическая гелиоширота до $+5^{\circ},7$). Максимальное угловое расстояние от нее было достигнуто, вероятно, в 1963 г., когда из-за увеличившейся асимметрии (см. [25]) эффективная гелиоширота составила около 8° .

Из рассмотрения изменений индекса активности за этот год видно, что эффект солнечных космических лучей в радиоизлучении Юпитера имеется от каждой отдельной вспышки (6 событий), и, следовательно, в график *a* данные за 1963 г. вносят основной вклад. В 1964 г. в соответствующий интервал времени попало только одно событие, в 1965 г. — ни одного. В 1966 г., когда геометрическая гелиоширота планеты изменялась от $-2^{\circ},0$ до $-3^{\circ},8$, Юпитер определенно уже вошел в «штилевую» зону (смещенную к югу) и оставался в ее пределах до 1969 г. В соответствии с этим данные за эти годы включены в график *б* (см. рисунок). В 1970 г., когда вновь можно было ожидать эффекта, общая активность Юпитера была крайне низкой, и в соответствующий интервал времени (4,5 месяца) не наблюдалось ни одной сколько-нибудь мощной вспышки на южных гелиоширотах Солнца. В 1971 г. Юпитер вновь находился в пределах «штилевой» зоны, его общая активность оставалась крайне низкой. Таким образом, в график *б* оказалось возможным включить лишь данные до 1969 г.

Из рассмотрения графиков видно, что для случая благоприятных условий распространения протонов в интервале $+1^d$ наблюдается пик с амплитудой не менее 5σ (стандартных отклонений). Небольшой пик -1^d , показанный штриховкой, соответствует включению в рассмотрение одной очень интенсивной радиобури 23.VII 1961 г. Этот эффект связан, вероятно, с приходом к Юпитеру ударной волны, ответственной за сильную магнитную бурю на Земле 13—14.VII 1961 г. [7]. Поскольку, однако, полной уверенности в правильности определения природы этого события быть не может, стандартное отклонение подсчитано для графика *a* и без исключения этой даты. Отчетливо видно также, что какого-либо возрастания активности $+1^d$ на графике *б* не имеется (заштрихованные участки — включена дата той же радиобури 23.VII 1961 г.).

Аналогичный результат получен и при изучении данных [20] наблюдений Иельского университета (годы благоприятных условий распространения — 1957, 1960—1961). Однако из-за малого числа событий этот результат сам по себе не может рассматриваться как надежный (амплитуда эффекта $+1^d \div +3^d$ не превышает статистической флуктуации).

Таким образом, полученный результат согласуется с предположением [10] и результатом Дж. Уорвика [11, 12]. То обстоятельство, что в [14, 15] эффект не был обнаружен, обусловлено, вероятно, использованием сравнительно больших наборов данных, относящихся к эпохам, когда условия распространения частиц были неблагоприятными и эффектов не следовало ожидать.

Сказанное выше позволяет сделать следующие заключения.

1. Декаметровое радиоизлучение Юпитера возрастает спустя сутки после протонных вспышек и вспышек, сопровождающихся радиовсплеском IV типа.

2. Как и для Земли, солнечные протоны достигают Юпитера только вне «штилевой» зоны — области, расположенной около $\pm 2^{\circ}$ относи-

тельно гелиоэкватора. «Штилевая» зона, по-видимому, простирается до 5 а. е.

3. Наблюдаемое явление связано, возможно, с дополнительной ионизацией полярной ионосферы Юпитера солнечными космическими лучами, т. е. аналогично земному полярному блокауту.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. A. Roberts. Planet. Space Sci., 1963, 11, 221.
2. J. W. Warwick. Space Sci. Rev., 1967, 6, 841.
3. A. G. Smith, G. R. Lebo, N. F. Six, T. D. Carr. Astrophys. J., 1965, 141, 457.
4. T. D. Carr, S. Gulkis. Annual Rev. Astron. and Astrophys., 1969, 7, 577.
5. T. D. Carr, A. G. Smith, H. Ballhagen. Phys. Rev. Letters, 1960, 5, 418.
6. C. H. Barrow. Planet. Space Sci., 1972, 20, 2051.
7. В. А. Коваленко, В. Н. Малышкин. В сб. «Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца», вып. 20. Иркутск, 1971, стр. 24.
8. В. А. Коваленко, В. Н. Малышкин. Геомагнетизм и аэронаука, 1971, 11, 888.
9. L. Conceil, Y. Leblanc, C. Antonini, D. Quemada. Astrophys. Letters, 1971, 8, 133.
10. J. D. Kraus. Proc. IRE, 1958, 46, 266.
11. J. W. Warwick. Science, 1960, 132, 1250.
12. J. W. Warwick. Astrophys. J., 1963, 137, 41.
13. J. H. Douglas. Astron. J., 1960, 65, 487.
14. C. H. Barrow, C. M. Resch, F. W. Hyde et al. Nature, 1964, 204, 637.
15. Ch. V. Sastry. Planet. Space Sci., 1968, 16, 1147.
16. J. W. Warwick, W. T. Kreiss. IGY Solar Activity Report Series, 1964, N 28.
17. J. W. Warwick, G. A. Dulk. IGY Solar Activity Report Series., 1965, N 32.
18. J. W. Warwick, G. A. Dulk. IGY Solar Activity Report Series, 1966, N 34.
19. J. W. Warwick, G. A. Dulk, D. C. Sevann. Rept. UAG-25, Febr. 1973.
20. J. V. Douglas, H. J. Smith. Astron. J., 1963, 68, 163.
21. Л. С. Левицкий, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 161.
22. Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 49, 31.
23. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 203.
24. Quart. Bull. on Solar Activity, 1960—1971.
25. M. Waldmeier. Solar Phys., 1971, 20, 332.
26. G. L. Siscoe, L. T. Finley. Solar Phys., 1969, 9, 452.

ВЛИЯНИЕ ГЕЛИОШИРОТЫ ЗЕМЛИ НА ПРИЕМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ШУМОВЫХ БУРЬ

Л. П. Юровская

Рассматриваются данные о радиоизлучении Солнца в диапазоне 100—260 *Mc* за периоды максимума солнечной активности 1956—1959 и 1967—1970 гг. Найдено, что в 1967—1970 гг. в интервале гелиоширот Земли — 2 ÷ — 5° наблюдалось уменьшение числа шумовых бурь и величины принимаемого потока радиоизлучения. В 1956—1959 гг. подобные особенности приема радиоизлучения наблюдались в интервале гелиоширот — 1°,5 ÷ +1°,5.

Делается вывод о наличии вблизи гелиоэкватора на гелиоцентрических расстояниях $\geq 5 R_{\odot}$ слоя с размерами по гелиошироте около 3°, ослабляющего принимаемое на Земле радиоизлучение. Отмечается смещение этого слоя на 3° к югу от экватора в период 1967—1970 гг. Наблюдаемая зависимость принимаемого потока радиоизлучения от гелиошироты Земли может быть связана с повышением электронной концентрации в рассматриваемом слое по сравнению с более высокими гелиоширотами.

THE INFLUENCE OF EARTH HELIOGRAPHIC LATITUDE ON THE RECEIVING THE NOISE STORM EMISSION, by L. I. Yourovskaya. — The Sun! radio emission data at 100—260 mHz wavelengths 1956—1959 and 1967—1970 for periods of maximum Solar activity are analyzed. It is found that decrease of the noise storm numbers and the radio emission flux was observed in 1967—1970 in heliographic latitude region — 2 ÷ — 5°. The similar features of the radio emission were observed in 1956—1959 in heliographic latitude region — 1°,5 ÷ +1°,5. A conclusion is made of the presence a thin plasma layer (3° heliographic latitude) in high solar atmosphere near equator affecting on radio emission receiving. A displacement of this layer for 3° to the south from the equator in 1967—1970 are marked.

В последние годы все большее внимание уделяется исследованию крупномасштабной структуры самых внешних областей солнечной короны и межпланетной плазмы в плоскости, перпендикулярной плоскости эклиптики. Как хорошо известно, Земля при движении по орбите изменяет свою гелиошироту в пределах $\pm 7^{\circ}15'$. Даже для такого небольшого интервала изменений гелиошироты в параметрах межпланетной плазмы обнаруживаются закономерные изменения. В [1 — 3] показано, что в относительно очень тонком слое вблизи гелиоэкватора ($\pm 2^{\circ}$) скорость солнечного ветра на гелиоцентрическом расстоянии ~ 1 а. е. меньше, а плотность плазмы на $\sim 20\%$ больше по сравнению с более высокими широтами, причем в эту зону не попадают протоны космических лучей.

Определенное увеличение электронного компонента плотности плазмы может оказать заметное влияние на распространение радиоизлучения метровых волн. Ниже будет рассмотрено распространение радиоизлучения от источника до Земли при различных положениях ее относительно экваториальной зоны солнечной атмосферы.

Предметом исследования выбраны локальные источники радиоизлучения метровых волн — шумовые бури, возникающие в короне вблизи

больших групп пятен. Наблюдательный материал охватывает период 1967—1970 гг. Это максимум солнечной активности текущего цикла. Для сравнения некоторых параметров привлекались данные за соответствующий период прошлого цикла, т. е. за 1956—1959 гг.

1. Определение гелиоширотной зависимости принимаемого на Землю радиоизлучения метровых волн

Максимальные значения потоков. Для определения интервала гелиоширот Земли, во время прохождения которого могла бы наблюдаться аномалия в распространении радиоизлучения, были использованы максимальные среднесуточные значения регистрируемых на Земле потоков радиоизлучения метрового диапазона.

По «Квартальному бюллетеню солнечной активности» [4] были отобраны все случаи значений потоков радиоизлучения $\geq 60 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \times \text{гц}$ в диапазоне 100 — 260 Мгц. Каждый из них изображен на рис. 1, а вертикальной черточкой против значения гелиошироты Земли, соответствующего дате события. Подавляющее большинство потоков обусловлено шумовыми бурями, так как повышенное излучение наблюдалось обычно более 1 дня. В [4] поток радиоизлучения фиксируется несколькими станциями, работающими в метровом диапазоне. К сожалению, ни одну из них нельзя выбрать в качестве опорной, так как срок их работы не охватывает полностью рассматриваемый период с 1967 по 1970 г. Кроме того, значения потоков, сообщаемые этими станциями, отличаются в несколько раз. По этим причинам событиям, представленным на рис. 1, соответствуют средние значения потоков, определенные по всем работающим в данный день станциям в диапазоне 100 — 260 Мгц.

Из рис. 1, а видно, что в интервале гелиоширот $-1^{\circ},8 \div -5^{\circ},6$ не зафиксировано ни одного потока $\geq 60 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, тогда как в соседней более южной области $-5^{\circ},6 \div -7^{\circ},15$ наблюдалось девять событий, среди них были потоки $(200 \div 300) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. Время пребывания Земли в этих двух зонах отличается мало и составляет 288 дней в первой и 317 дней — во второй, в то время как в третьей зоне (интервал гелиоширот $-1^{\circ},8 \div +7^{\circ},15$) Земля находилась 856 дней.

Период 1967 — 1970 гг. охватывает максимум солнечной активности. Представляет интерес рассмотреть результаты соответствующего периода прошлого цикла солнечной активности, включающего 1956 — 1959 гг. На рис. 1, б представлены все случаи среднесуточных потоков $\geq 75 \times 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, зарегистрированных на Земле в 1956 — 1959 гг.

Из рис. 1 можно определить зоны гелиоширот, в которых отсутствовали большие значения принимаемого на Земле потока радиоизлучения локальных источников. В период 1956 — 1959 гг. это область от $-1^{\circ},5$ до $+1^{\circ},5$ гелиошироты. В 1967 — 1970 гг. она оказалась смещенной относительно солнечного экватора на 3° к югу и занимала область гелиоширот $-1^{\circ},8 \div -5^{\circ},6$. В дальнейшем будем считать границы этой области приблизительно $-2^{\circ} \div -5^{\circ}$. Результаты, представленные на рис. 1, позволяют высказать предположение о наличии в верхней короне Солнца вблизи экватора слоя плазмы размерами по гелиошироте около 3° , по-видимому, ослабляющего принимаемое радиоизлучение локальных источников в 3—4 раза. Для подтверждения наличия гелиоширотной зависимости в приеме на Земле радиоизлучения метрового диапазона рассмотрим такие параметры радиоизлучения, как среднесуточный поток и число шумовых бурь.

Среднесуточный поток. Ослаблению при распространении в экваториальном слое, по-видимому, должны подвергаться все виды радиоизлучения на метровых волнах. Поэтому не только максимальные, но и среднесуточные потоки, соответствующие положению Земли в слое и вне слоя, должны отражать его влияние.

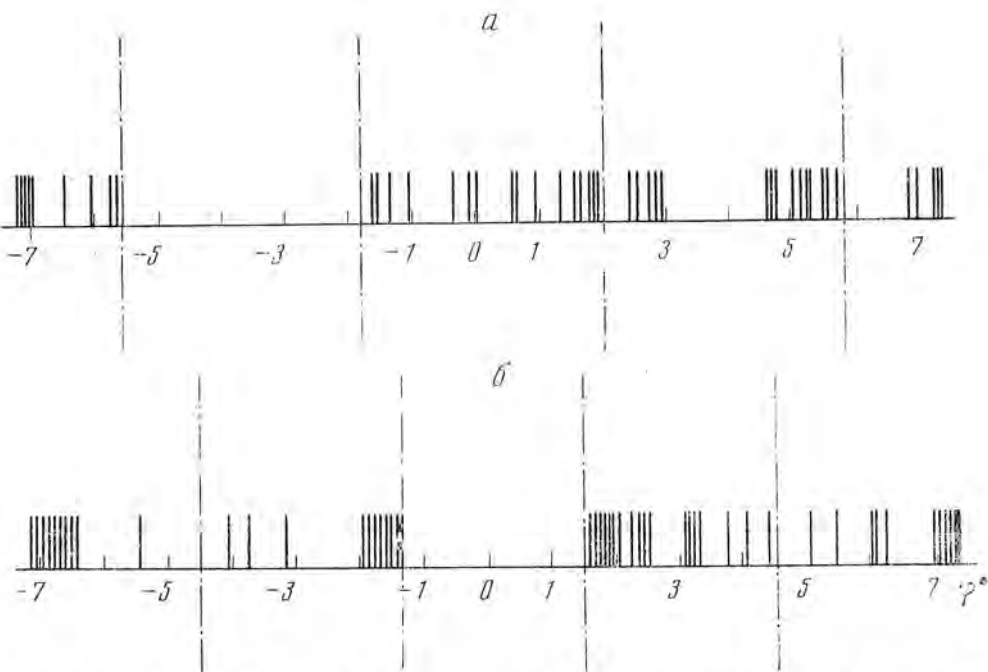


Рис. 1. Регистрация на Земле максимальных потоков для разных значений гелиошироты Земли

a — период наблюдений 1967—1970 гг., потоки $\geq 60 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·гц; *b* — период наблюдений 1956—1959 гг., потоки $\geq 75 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·гц

На рис. 2 представлены потоки, полученные путем усреднения данных, публикуемых в [4], по дням в диапазоне частот 100 — 260 Мгц. По оси ординат отложены потоки в единицах 10^{-22} Вт/м²·гц, по оси абсцисс — соответствующие интервалы гелиоширот. Если провести усреднение по трем гелиоширотным зонам, соответствующим положению Земли ниже экранирующего слоя ($-7^\circ \div -5^\circ$, 317 дней наблюдений), в пределах слоя ($-5^\circ \div -2^\circ$, 288 дней) и выше слоя ($-2^\circ \div +7^\circ$, 856 дней), то средние значения составляют соответственно 16 — 12 — 17 ед. потока.

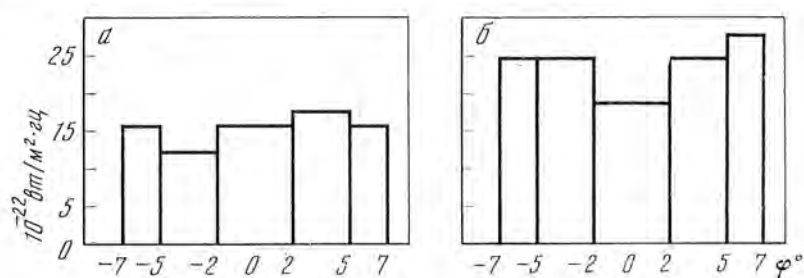


Рис. 2. Среднесуточные значения потока радиоизлучения для различных зон гелиоширот Земли

a — период наблюдений 1967—1970 гг.; *b* — период наблюдений 1956—1959 гг.

Для сравнения с прошлым циклом на рис. 2, б приведены результаты подобной же обработки за 1956 — 1959 гг. В этом случае средние потоки радиоизлучения выше экранирующего слоя, в пределах слоя и ниже него составили соответственно 25—19—26 ед. потока. Таким образом, если Земля находится в пределах экранирующего слоя 3° гелиошироты, принимаемый поток в метровом диапазоне ослабляется в среднем 1,35 раза.

Таблица 1

Шумовые бури		Слабые		Средние			
Номер интервала		1	2	3	4	5	6
Величина потока, 10^{-22} <i>вт/м²·гц</i>		1—10	11—20	21—30	31—40	41—50	51—60
Земля в слое	Число случаев	115	87	14	4	2	2
	%	51	39	6	2	1	1
Земля ниже слоя	Число случаев	170	157	20	3	7	2
	%	46	42	6	1	2	0,6
Земля выше слоя	Число случаев	408	327	56	21	10	11
	%	47	38	6	2	1	1

Шумовые бури		Сильные					
Номер интервала		7	8	9	10	11	
Величина потока, 10^{-22} <i>вт/м²·гц</i>		61—70	71—80	81—90	91—100	>100	Всего
Земля в слое	Число случаев	—	—	—	—	—	224
	%	—	—	—	—	—	100
Земля ниже слоя	Число случаев	2	1	1	—	6	369
	%	0,6	0,3	0,3	—	2	100
Земля выше слоя	Число случаев	6	5	5	3	15	867
	%	0,7	0,6	0,6	0,3	1,6	100

Для исследования амплитудного распределения величин потоков в различных гелиоширотных зонах все среднесуточные значения потоков были распределены по 10 амплитудным интервалам. Полученные распределения помещены в табл. 1 и на рис. 3. Интервал 1 соответствует излучению спокойного Солнца. В интервалы 2 — 6 входят в основном слабые шумовые бури, а также возрастания потока за счет сильных хромосферных вспышек, выделить которые довольно трудно. В интервалы 7 — 10 попадают сильные шумовые бури. Из рис. 3 и табл. 1 видно, что при положении Земли вне слоя амплитудные распределения потоков сходны. В частности, в интервалах 7 — 11 (сильные шумовые бури) число случаев составляет 3,2 и 3,8%. От рассмотренных отличается распределение величин потоков при положении Земли в слое (рис. 3, а). В этом случае полностью отсутствуют потоки в интервалах 7 — 11. Сравнение амплитудных распределений потоков позволяет заключить, что в зоне гелиоширот $-2 \div -5^\circ$ в 1967 — 1970 гг. принимаемое на Земле радиоизлучение шумовых бурь существенно ослаблено.

Число шумовых бурь. Представляет интерес рассмотрение приема на Земле радиоизлучения от источников, расположенных в одной полусфере при различных положениях Земли относительно солнечного эк-

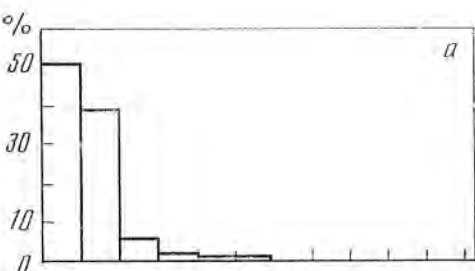
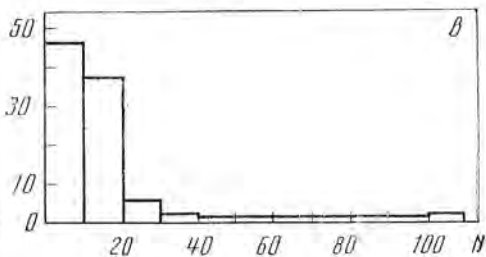
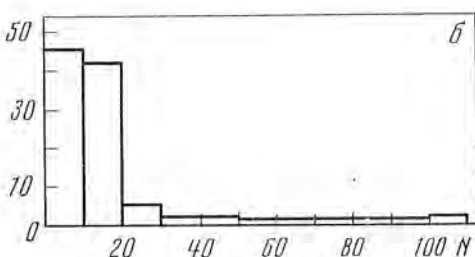


Рис. 3. Распределение потоков по интервалам значений N

a — Земля в слое;
 b — Земля ниже слоя;
 $в$ — Земля выше слоя



ватора. Для этой цели были использованы группы пятен, связанные с шумовыми бурями.

Известно [5], что шумовые бури чаще всего связаны с такими группами, в составе которых имеется большое головное пятно. В связи с этим в дальнейшем рассмотрение включены группы пятен с площадью наибольшего пятна >100 млн. долей полусферы. Положение источников шумовых бурь в короне на частоте 169 Мгц взято из [4].

Диапазон гелиоширот Земли разделен на три зоны. В зону № 1 сведены все случаи прямого прохождения радиоизлучения от источника до Земли, минуя экваториальный слой. Для групп северной полусферы это соответствует положению Земли выше слоя, для групп южной (полусферы — ниже слоя. Зона № 2 включает гелиошироты экваториального слоя. В этой зоне большая часть пути распространения радиоволн, а в отдельных случаях и весь путь проходит внутри слоя. Распространение радиоизлучения сквозь слой, когда излучающая область и Земля расположены по разные стороны от экваториального слоя, соответствует гелиоширотам зоны № 3.

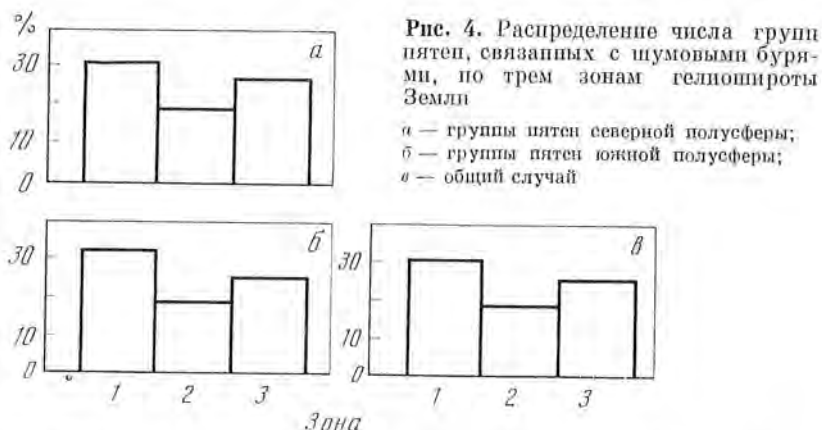
За период 1967—1970 г. наблюдалась 331 группа пятен, из них с радиоизлучением было связано 92, что составляет в среднем 28% общего числа групп.

Таблица 2

Солнечная активность	Группы пятен северной полусферы			Группы пятен южной полусферы			Общий случай			Всего
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	
Число групп пятен с площадью наибольшего пятна >100 млн. долей полусферы	119	38	41	24	36	73	143	74	114	331
Число групп пятен, связанных с шумовой бурей	38	8	12	8	7	19	46	15	31	92
Отношение числа групп пятен с шумовыми бурями к общему числу, %	32	21	29	33	20	26	32	20	27	28
Число групп пятен за 1 месяц	4	5	3,5	2	4,5	2,5	3,5	4,5	3	—

Распределение групп пятен по полусферам для трех зон гелиошироты представлено в табл. 2, а число групп пятен, связанных с шумовыми бурями, отнесенное к общему числу наблюдаемых групп для всех зон гелиоширот, показано на рис. 4.

Как видно из рис. 4, *a*, *б*, во всех случаях в зоне № 1 гелиоширот (прямое распространение) наблюдается более высокий процент (32—33) групп пятен с шумовыми бурями по сравнению с другими зонами. Несколько меньше шумовых бурь наблюдается на Земле, когда радиоизлучение пересекает экваториальный слой (зона № 3, 26—28%), и самое малое



число шумовых бурь зарегистрировано при положении Земли внутри слоя (зона № 2, 20—21%).

Уменьшение числа наблюдаемых шумовых бурь в зоне № 2 нельзя объяснить слабой активностью Солнца в этот период. В табл. 2 помещены средние за 1 месяц количества групп пятен в каждой полусфере Солнца для всех зон гелиоширот. Как видно из табл. 2, при прохождении Землей экваториального слоя (зона № 2) солнечная активность в северной и южной полусферах была даже несколько выше по сравнению с другими зонами.

Результаты, представленные на рис. 4, свидетельствуют об ослаблении радиоизлучения при распространении внутри экваториального слоя до такой степени, что часть шумовых бурь на Земле, по-видимому, не регистрируется. Это ослабление существенно в направлении слоя и относительно мало при распространении радиоизлучения сквозь слой.

2. Постепенное смещение экваториального слоя к югу

Из рис. 1 видно, что в максимуме цикла солнечной активности 1956—1959 гг. ослабление радиоизлучения наблюдалось в диапазоне гелиоширот $\pm 1^{\circ},5$, а в следующем максимуме в 1967—1970 гг. этот эффект наблюдался южнее, в интервале гелиоширот $-2 \div -5^{\circ}$, т. е. произошло некоторое смещение слоя. В течение периода 1967—1970 гг. положение слоя, по-видимому, не оставалось постоянным. На рис. 5 приведены некоторые параметры, характеризующие соседний с рассматриваемым слоем интервал гелиоширот. Этот интервал включает гелиошироты $-2 \div +2^{\circ}$ и соответствует положению, которое занимал слой в период 1956—1959 гг.

На рис. 5, *a* представлено число случаев наблюдения потоков $\geq 75 \cdot 10^{-22} \text{ em/m}^2 \cdot \text{гу}$, регистрируемых на Земле при ее положении в интервале гелиоширот $-2 \div +2^{\circ}$ ежегодно в течение рассматриваемого периода 1967—1970 гг. Как видно из рис. 5, *a*, в 1967 г. в этом поясе гелиоширот было зарегистрировано семь случаев больших потоков, в последующие годы число таких событий постепенно уменьшалось. В 1970 г. был отмечен один случай, в 1971 г. — ни одного.

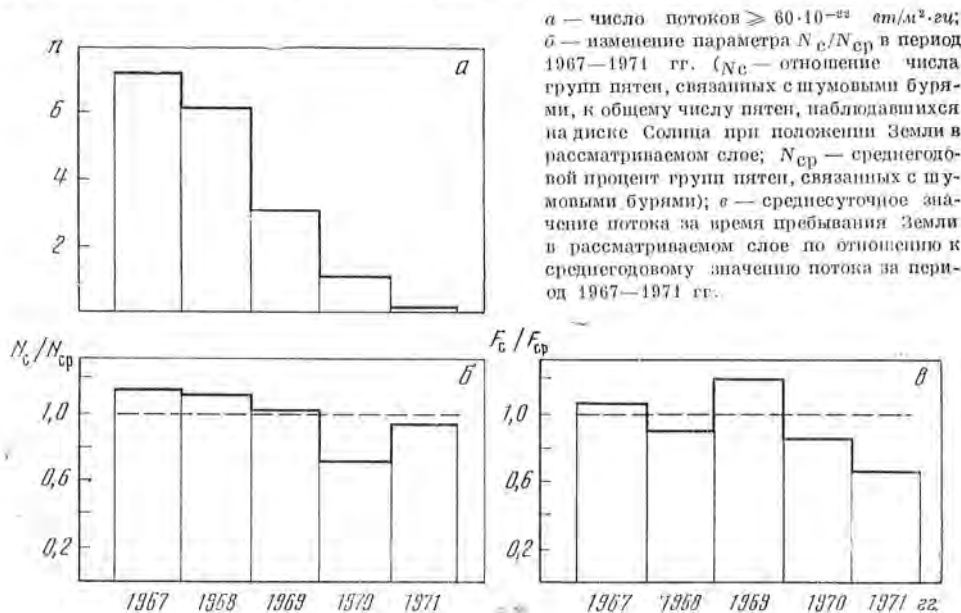
На рис. 5, б для того же периода и интервала гелиоширот показано изменение параметра N_c/N_{cp} , пропорционального числу групп пятен, связанных с шумовыми бурями. Для уменьшения влияния разности степени активности Солнца в разные годы число N_c отнесено к N_{cp} — среднегодовому проценту излучающих пятен. Таким образом, $N_c/N_{cp} > 1$, полученное на рис. 5, б для 1967 и 1968 гг., говорит о том, что при положении Земли в слое $-2 \div +2^\circ$ гелиошироты в эти годы процент групп пятен, связанных с шумовыми бурями, был выше среднегодового. На рис. 5, б, несмотря на некоторое увеличение числа шумовых бурь в 1971 г., заметна тенденция постепенного уменьшения отношения N_c/N_{cp} от 1967 к 1971 г.

На рис. 5, в представлены среднесуточные значения потоков, зарегистрированные на Земле при ее положении в интервале гелиоширот $-2 \div +2^\circ$, отнесенные к среднесуточному значению потока за соответствующий год. Как видно из рис. 5, в, здесь также наблюдается тенденция к ослаблению принимаемого радиоизлучения.

Постепенное ослабление радиоизлучения в интервале гелиоширот $-2 \div +2^\circ$, не зависящее от общего хода солнечной активности, можно рассматривать как постепенное смещение слоя, оказывающего влияние на радиоизлучение, в сторону экватора, т. е. возвращение его в 1971 г. к тому положению, которое он занимал в 1956—1959 гг.

Причиной смещения экранирующего слоя к югу является, вероятно, значительная разница в активности северного и южного полушарий Солнца в рассматриваемый период. Эта асимметрия детально исследована в [6]. Для того же периода в [7] было найдено смещение к югу зоны избегания в распространении солнечных протонов. Имеются также данные прямых измерений [8, 9], указывающие на смещение к югу линий потока межпланетной плазмы и силовых линий межпланетного магнитного поля. Теоретически вопрос о влиянии асимметрии север — юг в распределении линий тока солнечного ветра исследован Г. Сиску и Л. Финлеем [10].

Рис. 5. Распределение по годам параметров принимаемого на Земле радиоизлучения при положении Земли в зоне гелиоширот $-2 \div +2^\circ$



Заключение

Заметное влияние экваториального слоя на распространение радиоволн метрового диапазона можно в принципе объяснить повышенной электронной плотностью в этой области. Зона повышенной электронной концентрации, как следует из простых геометрических соображений, должна располагаться на гелиоцентрических расстояниях $\geq 5R_{\odot}$ (при отсутствии асимметрии север — юг в активности — в плоскости гелиоэкватора). Что касается механизма ослабления потока радиоизлучения, то для его выяснения необходимы дополнительные исследования.

В итоге могут быть сделаны следующие выводы.

1. Относительно тонкий слой околосолнечной плазмы, расположенной в плоскости гелиоэкватора, ослабляет радиоизлучение шумовых бурь на частотах 100—260 МГц в 1,4—3 раза. Ослабление радиоизлучения, по-видимому, связано с повышенной электронной концентрацией в этой области на гелиоцентрических расстояниях $\geq 5R_{\odot}$.

2. Положение экранирующего слоя, совпадающего с зоной избегания в регистрации солнечных космических лучей, не остается постоянным. Если в период 1957—1959 гг. он располагался симметрично относительно гелиоэкватора ($-1^{\circ},5 \div +1^{\circ},5$ гелиошироты), то в текущем цикле (1967—1970 гг.) слой сначала оказался смещенным на 3° к югу (1967 г.), а затем постепенно возвращался к плоскости экватора Солнца. Это явление обусловлено, видимо, асимметрией север — юг в распределении солнечной активности.

Автор выражает искреннюю признательность А. Б. Северному, а также Б. М. Владимирскому и Л. С. Левицкому за обсуждение и помощь в работе.

Ноябрь 1973 г.

Литература

1. Л. С. Левицкий, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 161.
2. Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 240.
3. A. J. Hundhausen, S. J. Bame, M. D. Montgomery. J. Geophys. Res., 1971, 76, 5145.
4. Quart. Bull. Solar Activity, N 157—177.
5. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. М., «Наука», 1964.
6. M. Waldmeier. Solar Phys., 1971, 20, 332.
7. Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 49, 31.
8. N. F. Ness, A. J. Hundhausen, S. J. Bame. J. Geophys. Res., 1971, 76, 6643.
9. J. D. Michalov, J. H. Wolfe. Cosmic Electrodynamics, 1971, 2, 326.
10. G. Siscoe, L. T. Finley. Solar Phys., 1969, 9, 452.

О ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ТРЕХ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА СОЛНЦЕ НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5 и 3,5 см

А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков

Приводятся усредненные за день значения плотностей потоков радиоизлучения трех локальных источников на Солнце на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Материал охватывает периоды наблюдений с 3 по 6.VIII 1972 г., с 18.IV по 1.V 1973 г. и с 14 по 26.V 1973 г. для локальных источников, связанных с группами пятен № 223, 83 и 96 [1—3] соответственно.

Отмечается, что плотность потока радиоизлучения локальных источников тесно связана с площадями групп пятен. Для групп пятен № 83 и 96 ход изменения плотности потока хорошо совпадает с ходом изменения видимых площадей наибольших пятен в группах. Значения спектрального индекса в интервалах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см могут быть как равными между собой, так и заметно отличаться друг от друга. Случаи, когда значения спектрального индекса в интервале волн 2,5—1,9 см превышают значения спектрального индекса в интервале волн 3,5—2,5 см, соответствуют относительно высоким значениям площадей групп пятен и интенсивности радиоизлучения. Для группы № 96 изменения степени поляризации определяются главным образом изменениями площади тени наибольшего пятна в группе.

ON THE RADIO EMISSION FLUX DENSITIES OF THREE LOCAL SOURCES ON THE SUN AT WAVELENGTHS 1,9; 2,5 AND 3,5 CM, by *A. F. Bachurin, N. N. Erjushkev, L. I. Tsvetkov*. — The averaged over a day values of the radio emission of three local sources on the Sun at wavelengths 1,9; 2,5 and 3,5 cm are given. The data include periods of observations from August 3 to August 6, 1972; from April 18 to May 1, 1973 and from May 14 to May 26, 1973 for local sources, associated with sunspot groups N 223, 83 and 96 [1—3] respectively.

It is noted that radio emission flux density of the local sources is closely associated with sunspot group areas. For sunspot groups N 83 and 96 the change of the flux density is good correlated with change of the visible area of the greatest sunspot in the group. The values of the spectral index in the wavelength ranges 3.5—2.5 cm and 2.5—1.9 cm may be both equal and considerably different. The cases, when the spectral index values in the wavelength range 2.5—1.9 cm are greater than those of the wavelength range 3.5—2.5 cm, correspond to relatively high values of the sunspot areas and to those of the radio emission intensity. The change of degree of radio emission polarization for the sunspot group N 96 is determined mainly by changes of the umbra area of the greatest sunspot in the group.

Нами изучаются три локальных радиоисточника на Солнце, связанные с группами пятен № 223, 83 и 96 [1—3]. Наблюдения радиоизлучения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР одновременно на трех волнах: 1,9; 2,5 и 3,5 см — с использованием трехканального радиополяриметра, описанного в [4]. Оси диаграмм направленности антенны на разных волнах были совмещены. Материал охватывает периоды наблюдений с 3 по 6.VIII 1972 г., с 18.IV

по 1.V и с 14 по 26.V 1973 г. Группа № 223, наблюдавшаяся в августе 1972 г., отличалась большой активностью, в ней возникло много вспышек, сопровождавшихся мощными радиовсплесками. Группы пятен № 83 и 96 представляют собой одну и ту же активную область, но в разные обороты Солнца. Время везде мировое.

1. Плотность потока

Методика определения плотности потока радиоизлучения локальных источников подробно описана в [5].

Согласно [5]

$$S_{\text{и}} = \frac{F_{\text{и}}}{F_{\text{д}}} \frac{P_{\text{д}}}{P_{\odot}} S_{\odot}, \quad (1)$$

где $F_{\text{и}}$ и $F_{\text{д}}$ — площади под кривыми изменения интенсивности радиоизлучения, полученные при сканировании отдельно для источника и «спокойного» Солнца соответственно. $P_{\text{д}}$ — площадь участка на диске Солнца, охватываемая шириной диаграммы направленности антенны при сканировании, $P_{\odot} = \pi R_{\odot}^2$, S_{\odot} — плотность потока радиоизлучения от «спокойного» Солнца. При вычислениях по формуле (1) были приняты следующие значения S_{\odot} [6]: 500, 325 и $200 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц* на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см соответственно.

Оценка плотности потока $S_{\text{и}}$ производилась по записям, полученным при сканировании источников как по координате α , так и по δ . В тех случаях, когда вблизи края солнечного диска имелся другой источник, при определении $F_{\text{д}}$ вносилась поправка, учитывающая дополнительное уширение кривых сканирования по α [5, 7].

В течение дня проводилось, как правило, по несколько измерений $S_{\text{и}}$. Усредненные за день значения $S_{\text{и}}$ представлены в табл. 1, где также даны номера групп пятен, с которыми связаны локальные источники, «истинные» площади групп $S_{\text{р}}$ и наибольших пятен в них $S_{\text{рн}}$ в миллионных долях полусферы Солнца, видимые площади групп $S_{\text{д}}$ и наибольших пятен в группах $S_{\text{дн}}$ в миллионных долях диска [1—3].

Из табл. 1 видно следующее. По интенсивности радиоизлучения из рассматриваемых локальных источников наиболее мощным является источник, связанный с группой № 223 (в дальнейшем для удобства иногда мы будем именовать локальные источники по номерам групп, с которыми они связаны). Действительно, для группы № 223 величина плотности потока на рассматриваемых волнах выходит за рамки значений, обычно приводимых в литературе. Заметим, что в указанные дни наблюдений усредненные значения $S_{\text{и}}$ на всех волнах изменялись незначительно (в пределах $\pm 10\%$ от среднего значения). Практически в этих же пределах изменений постоянной оставалась и площадь группы пятен, что несомненно свидетельствует о тесной связи радиоизлучения с характером группы.

На рис. 1 представлен усредненный по четырем дням спектр этого локального источника. Данные $S_{\text{и}}$ на волнах 3; 3,2; 6,6; 8 и 9,1 см взяты из [1, 8, 9]. На основании рис. 1 можно предположить, что максимум плотности потока располагается в области длины волны 5 см. Характерен крутой рост $S_{\text{и}}$ с длиной волны в коротковолновой части сантиметрового диапазона.

У локальных источников № 83 и 96 плотность потока излучения ото дня ко дню существенно изменяется. Общий ход изменения $S_{\text{и}}$ со временем может быть связан как с изменениями характеристик группы пятен, так и с эффектом направленности излучения. Обе группы рассмотрим по отдельности.

Таблица 1

Номер группы и дата про- хождения ц. м.	Дата наблюдений	$S_{II} \cdot 10^{22} \text{ см}^2/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$			S_p	S_d	S_{pII}	S_{dII}
		1,9 см	2,5 см	3,5 см				
223 (VIII—4,8)	3.VIII 1972 г.	15	35	42	1278	2354	1222	2270
	4.VIII	17	33	46	1276	2510	1227	2406
	5.VIII	16	38	50	1296	2560	1222	2418
	6.VIII	14	36	50	1279	2400	1209	2272
	Среднее	15,5	35,5	47	1282	2456	1220	2342
83 (IV—24,2)	18.IV 1973 г.	0,7	0,8	1,0	214	66	214	66
	19.IV	0,9	1,1	1,5	356	306	178	153
	20.IV	1,3	1,5	3,5	432	540	160	200
	21.IV	2,1	3,8	6,9	497	752	170	258
	22.IV	2,5	3,4	5,8	547	944	92	158
	23.IV	2,3	3,0	6,1	508	948	84	156
	24.IV	2,0	2,6	4,2	402	772	99	190
	25.IV	3,3	4,4	6,6	278	518	97	180
	26.IV	5,3	6,4	7,8	246	426	68	118
	27.IV	3,9	4,1	7,5	414	636	121	186
	28.IV	7,1	14,1	20,7	722	876	625	757
	29.IV	10,3	17,1	22,7	1000	830	943	783
	30.IV	5,6	9,3	10,9	1046	474	993	445
	1.V	7,4	12,0	14,2	—	—	—	—
Среднее	3,9	6,0	8,5	512	722	296	218	
96 (V—21,3)	14.V 1973 г.	0,5	1,2	1,9	—	—	—	—
	15.V	0,6	1,2	2,1	469	192	267	109
	16.V	0,6	1,6	3,9	529	358	190	127
	17.V	1,1	2,2	4,2	502	550	204	222
	18.V	1,6	3,2	5,6	458	742	292	473
	19.V	3,4	6,1	9,2	512	884	294	508
	20.V	2,4	3,7	6,9	506	956	305	574
	21.V	2,3	2,9	5,4	491	956	344	667
	22.V	2,3	3,0	5,0	474	912	323	622
	23.V	1,8	2,4	3,8	348	624	199	356
	24.V	2,3	2,9	3,8	333	528	257	406
	25.V	4,0	2,1	2,6	210	264	172	217
	26.V	0,5	1,1	2,7	159	144	144	131
Среднее	4,6	2,6	4,4	416	593	249	368	

Для группы № 83 первые измерения плотности потока произведены 18.IV, когда группа только что появилась на восточном краю диска ($\sim 80^\circ E$). В дальнейшем вплоть до 27.IV ($\sim 40^\circ W$) происходило сравнительно плавное повышение плотности потока с незначительными максимумами (21.IV на волнах 3,5 и 2,5 см) и минимумами (24.IV и 27.IV на всех трех волнах). 28 и 29.IV наблюдалось резкое увеличение S_{II} на фоне общего хода. 1.V группа находилась на западном лимбе Солнца, тем не менее значения S_{II} на всех волнах были выше значений S_{II} , имевших место за весь период прохождения группы по диску, за исключением дней 28 и 29.IV.

На основании данных табл. 1 мы сравнили ход изменения плотности потока радиоизлучения с данными о площадях группы пятен: S_p , S_{pII} , 173

S_d и S_{dn} . Оказалось, что общий ход изменения S_{II} хотя и имеет некоторое соответствие с общим ходом изменения S_d и S_p (графики не приводим), однако в деталях изменения S_{II} лучше соответствуют изменению видимой площади наибольшего пятна в группе S_{dn} . Доля видимой площади наибольшего пятна от всей видимой площади группы S_d при прохождении группы по диску Солнца не оставалась постоянной. Для группы № 83 согласно табл. 1 эта доля была наименьшей в дни, когда группа проходила вблизи центрального меридиана, и была максимальной, когда группа находилась вдали от центрального меридиана. Наибольшая корреляция между плотностью потока S_{II} и S_{dn} наблюдалась именно в то время, когда

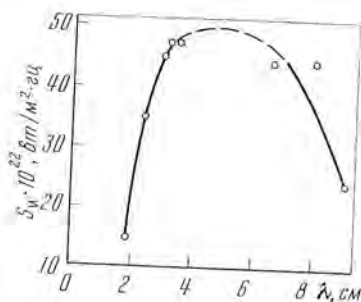


Рис. 1. Спектр локального радиоисточника на Солнце, связанного с группой пятен № 223

отношение S_{dn}/S_d принимало сравнительно большие значения ($S_{dn}/S_d \gtrsim 0,35$). Связь между S_{II} и S_{dn} представлена на рис. 2. Из рисунка следует, что на всех рассматриваемых волнах плотность потока увеличивается с ростом площади S_{dn} . Исключение составляют несколько точек, которые легли выше общего хода кривых, они соответствуют малым значениям отношения $S_{dn}/S_d < 0,3$ ($S_{dn} < 200$). Если рассматривать только точки, для которых $S_{dn}/S_d \gtrsim 0,35$, то кривые в первом приближении можно аппроксимировать прямыми, наклон которых относительно оси абсцисс увеличивается с длиной волны. В этом случае можно приближенно (с точностью до 20%) описать зависимость между S_{II} и S_{dn} соотношением

$$S_{II} \approx 0,65 \cdot 10^{-22} \lambda S_{dn},$$

где S_{II} выражена в единицах потока (10^{-22} вт/м²·гц), λ — длина волны в сантиметрах, S_{dn} — выражена в миллионных долях диска Солнца.

При прохождении по диску Солнца группы № 96 плотность потока локального источника, связанного с этой группой, сначала монотонно возрастала в течение 6 дней до максимального значения, а затем плавно убывала (табл. 1). Плотность потока достигала максимальной величины за два дня (19.V) до того, как группа прошла через центральный меридиан. 14.V, когда группа находилась на восточном краю диска ($\sim 90^\circ$ E), плотность потока составляла 22% на волнах 3,5 и 2,5 см и 15% на волне 1,9 см от максимальных значений, наблюдавшихся 19.V. Для этой группы общий ход изменения плотности потока S_{II} обнаруживает лучшую корреляцию с ходом изменения видимой площади группы, нежели истинной площади.

Для группы № 96 мы рассмотрим зависимость S_{II} от S_d ; соответствующие графики приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что на всех волнах плотность потока излучения увеличивается с ростом S_d . До значений $S_d \approx 700$ миллионных долей диска возрастание S_{II} происходит приблизительно линейно, при $S_d > 700$ миллионных долей диска линейность нарушается. При экстраполяции кривых в сторону уменьшения S_{II} получается, что при $S_d = 0$ величина $S_{II} \neq 0$ для волн 2,5 и 3,5 см. Это может в некоторой степени свидетельствовать о том, что в начальный период возникновения пятна происходит очень быстрое формирование локального

радиоисточника, характеризующегося резким ростом плотности потока радиоизлучения $S_{\text{и}}$ с увеличением видимой площади пятна $S_{\text{д}}$. Для группы № 96 доля наибольшего пятна была заметно выше 35% всей ее площади. В этом случае общий характер зависимостей $S_{\text{и}}$ от $S_{\text{д}}$ и от $S_{\text{дн}}$ практически одинаков.

С 15 по 24.V одновременно с полной интенсивностью ($R + L$) проводилась регистрация поляризованного по кругу радиоизлучения ($R - L$). Усредненные за день данные о плотности потока поляризованного излучения $S_{\text{и\text{в}}}$, выраженной в произвольных единицах, представлены на рис. 4. Первые наблюдения поляризованного излучения от локального источника № 96 относятся к 15.V. В этот день поляризованная составляющая на волне 2,5 см не обнаруживалась, она стала заметной 16.V. 15 и 16.V на волне 3,5 см и 16.V на волне 2,5 см радиоизлучение от локального источника было поляризовано по правому кругу. 17.V произведены измерения в 5^h50^m, 8^h20^m и около 15^h00^m UT. Оказалось, что на волне 3,5 см во время первых двух измерений излучение было поляризовано по левому кру-

Рис. 2. Зависимость плотности потока радиоизлучения локального источника № 83 от видимой площади наибольшего пятна в группе на волнах 3,5 см (1), 2,5 см (2) и 1,9 см (3)

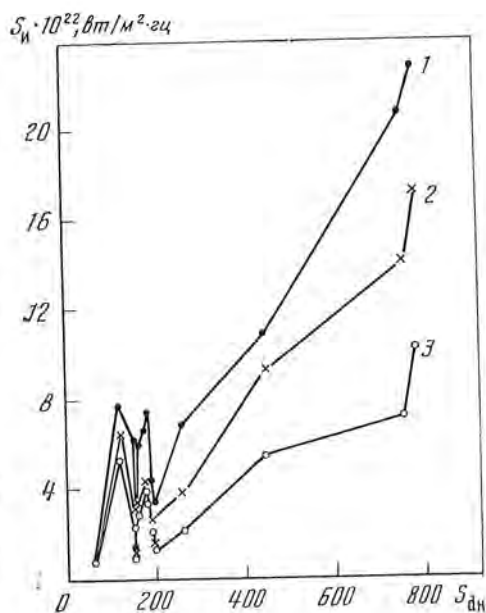
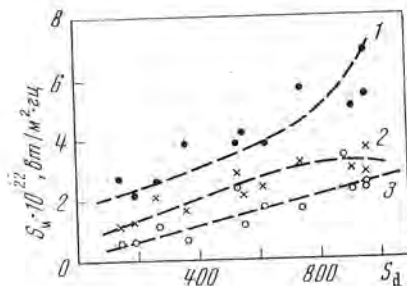
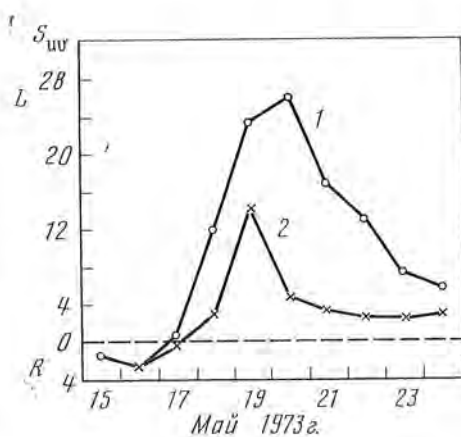


Рис. 3. Зависимость плотности потока радиоизлучения локального источника № 96 от видимой площади группы пятен на волнах 3,5 см (1), 2,5 см (2) и 1,9 см (3)

Рис. 4. Изменение плотности потока поляризованного радиоизлучения (в произвольных единицах) локального источника № 96 на волнах 3,5 см (1) и 2,5 см (2) при прохождении группы по диску Солнца



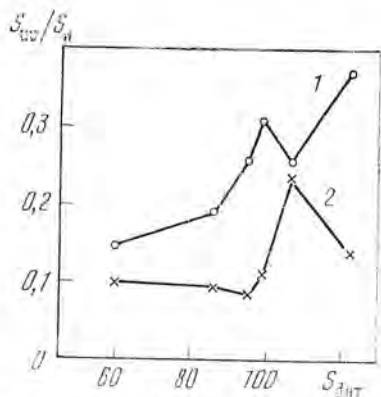
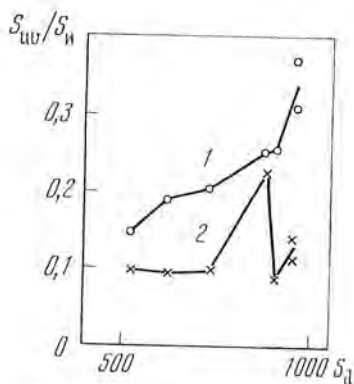


Рис. 5. Зависимость степени поляризации радиоизлучения (в произвольных единицах, калибровка S_u и S_{uv} различна) локального источника № 96 от видимой площади группы пятен на волнах 3,5 см (1) и 2,5 см (2)

Рис. 6. Зависимость степени поляризации радиоизлучения (в произвольных единицах, калибровка S_u и S_{uv} различна) локального источника № 96 от видимой площади тени наибольшего пятна в группе на волнах 3,5 см (1) и 2,5 см (2)

гу, а в 15^h00^m имели место излучения обоих знаков. Что касается волны 2,5 см, то в 5^h50^m наблюдалась слабая поляризация по правому кругу, а в 8^h20^m и в 15^h00^m поляризованное излучение отсутствовало вообще ($R - L = 0$). Начиная с 18.V в течение всех последующих дней наблюдаемый в излучении локального источника преобладала левополяризованная составляющая. Максимальный поток поляризованного излучения наблюдался 19.V на волне 2,5 см и 20.V — на волне 3,5 см; в первом случае за два дня, во втором — за один день до пересечения группой центрального меридиана. Следовательно, при прохождении источника № 96 по диску Солнца имели место смены знака поляризации в момент, когда группа находилась примерно в 40° от восточного края диска.

Есть некоторые основания предполагать, что источники поляризованного излучения связаны главным образом с центральными частями наибольших пятен в группах [40]. Поэтому рассмотрим ход изменения степени поляризации S_{uv}/S_u от изменения видимой площади группы ее наибольшего пятна. Графики изменения степени поляризации, выраженной в произвольных единицах, в зависимости от S_d для группы № 96, представлены на рис. 5. Из рисунка видно, что степень поляризации радиоизлучения на волне 3,5 см увеличивается с возрастанием видимой площади группы S_d . Изменение степени поляризации на волне 2,5 см выраженной закономерности не показывает.

Далее рассмотрим зависимость изменения степени поляризации радиоизлучения S_{uv}/S_u источника № 96 от видимой площади тени наибольшего пятна S_{dnt} в группе (рис. 6). Значения S_{dnt} определялись нами по фотографиям диска Солнца, полученным на АФР-2 в Крымской обсерватории. Оказалось, что общий ход изменения степени поляризации в этом случае аналогичен представленному на рис. 5. На основании этого мы склонны предположить, что изменения степени поляризации на волне 3,5 см наиболее чувствительны к изменениям видимой площади тени наибольшего пятна в группе. Если общий усредненный ход кривой 1 на рис. 6 продолжить в сторону меньших S_{dnt} , то можно предполагать, что на волне 3,5 см степень поляризации отлична от нуля примерно при $S_{dnt} \geq 20 \div 30$ миллионных долей диска. Из рис. 5 и 6 видно, что на волне 2,5 см степень поляризации не обладает монотонной зависимостью от S_d и S_{dnt} .

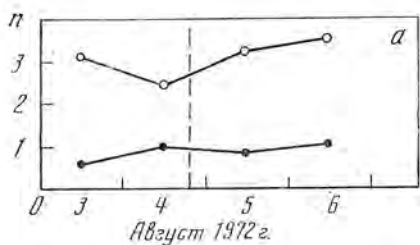
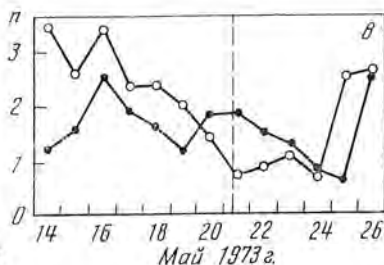
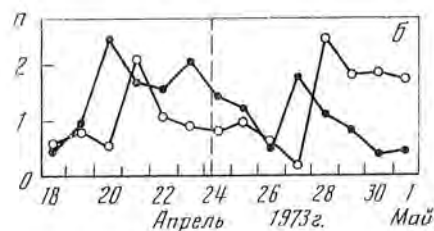


Рис. 7. Изменение спектрального индекса радиоизлучения локальных источников № 223 (а) и № 83 (б) и № 96 (в) от дня ко дню в интервалах волн 3,5—2,5 см (точки) и 2,5—1,9 см (кружки)

Вертикальная штриховая линия — время прохождения группой центрального меридиана



2. Спектральный индекс

Одним из параметров, характеризующим источник радиоизлучения, является спектральный индекс

$$n = \frac{\ln(S_{\text{и}\lambda_1}/S_{\text{и}\lambda_2})}{\ln(\lambda_1/\lambda_2)}$$

Здесь $S_{\text{и}\lambda_1}$ и $S_{\text{и}\lambda_2}$ — плотности потоков на волнах λ_1 и λ_2 соответственно. Были вычислены значения n по усредненным за день плотностям потока для всех рассматриваемых групп пятен. Кривые изменения n от дня ко дню для каждой группы пятен в отдельности представлены на рис. 7. Из рис. 7, б и 7, в видно, что величина n в период прохождения группы по диску может изменяться в 2—3 раза. В некоторые дни значения n в интервалах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см одинаковы. Однако в большинстве случаев значения n в этих интервалах волн различны, причем n_1 ($\lambda\lambda$ 3,5—2,5 см) может быть как больше, так и меньше n_2 ($\lambda\lambda$ 2,5—1,9 см). Превышение величины n одного интервала над n другого интервала может наблюдаться в течение нескольких дней подряд. Говорить что-либо определенное о зависимости абсолютного значения от мощности группы, например

Таблица 2

Отношение	Номер группы	n		n_2/n_1	S_D
		3,5—2,5 см	2,5—1,9 см		
$\frac{n_2}{n_1} > 1$ мпц	223	0,82	3,07	3,74	1282
	83	0,73	1,99	2,73	923
	96	1,71	2,73	1,60	494
	Средние	1,09	2,60	2,69	900
$\frac{n_2}{n_1} \leq 1$ мпц	83	1,44	0,90	0,62	389
	96	1,54	1,46	0,95	360
	Средние	1,49	1,18	0,78	375

от их площади, затруднительно. Однако из рассмотрения рис. 7 можно заметить, что случаи n_2 (2,5—1,9 см) $>$ n_1 (3,5—2,5 см) соответствуют дням с более высокими значениями площадей пятен в группе, причем наблюдается тенденция увеличения отношения n_2 (2,5—1,9)/ n_1 (3,5—2,5) с ростом площадей пятен. Подтверждение этому можно увидеть, сравнив между собой данные о спектральном индексе и о площадях пятен за весь период наблюдений для группы № 223, за период с 28.IV по 1.V для группы № 83 и с 14 по 19.V для группы № 96, когда отношение n_2 к n_1 превышало единицу. Усредненные значения n за указанные интервалы наблюдений и отношения n_2/n_1 приведены в табл. 2.

В таблице представлены также значения n и n_2/n_1 , соответствующие периодам, когда $n_2/n_1 \lesssim 1$. В последнем столбце даны значения истинной площади пятен, усредненные по тем же периодам наблюдений, что и величина n .

Полученные здесь результаты о характере изменения спектрального индекса в двух рассматриваемых пределах длин волн не противоречат результатам [5].

Заключение

1. Для группы № 223 величина плотности потока радиоизлучения локального источника, как и площадь группы пятен, в течение рассмотренных четырех дней имела сравнительно большое значение и изменялась не более чем на 10% от средних значений. Максимум потока расположен в области длины волны 5 см. Для этой группы характерны очень высокие значения плотности потока на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см.

2. Для группы № 83 изменение плотности потока локального источника $S_{\text{л}}$ наиболее тесно связано с видимой площадью наибольшего пятна в группе. Эта связь становится более слабой при отношениях видимой площади наибольшего пятна $S_{\text{дн}}$ ко всей видимой площади группы $S_{\text{д}}$, меньших 0,35. Для $S_{\text{дн}}/S_{\text{д}} \gtrsim 0,35$ зависимость $S_{\text{л}}$ от $S_{\text{дн}}$ близка к линейной.

3. Для группы № 96 при прохождении ее по диску характерны монотонное возрастание плотности потока радиоизлучения до максимального значения и плавный спад после максимума. Когда группа находилась на восточном лямбе Солнца, величина плотности потока составляла 22% на волнах 2,5 и 3,5 см и 15% на волне 1,9 см от соответствующих максимальных значений. Характер изменения плотности потока близко совпадает с ходом изменения видимой площади как всей группы, так и отдельно наибольшего пятна в ней. По своей структуре эта группа относительно компактна, поэтому можно предположить, что основной вклад в излучение вносит та часть источника, которая связана с наибольшим пятном в группе.

4. Первые измерения поляризованного радиоизлучения от локального источника № 96 были произведены, когда группа находилась вблизи восточного края диска ($\sim 80^\circ$ E). В это время на волнах 3,5 и 2,5 см преобладало излучение, поляризованное по правому кругу. Когда группа достигла гелиодолготы 60° E, произошла смена знака поляризации на волне 3,5 см, а примерно через сутки знак поляризации изменился и на волне 2,5 см. В этот период наблюдались быстрые изменения в структуре поляризованного излучения. Так, на волне 3,5 см вместо преобладавшего сначала левополяризованного излучения через 7 час наблюдалось излучение обоих знаков. На волне 2,5 см в течение 3 час интенсивность поляризованного радиоизлучения упала до нуля. Изменение плотности потока поляризованного радиоизлучения при прохождении группы № 96 по диску наиболее тесно связано с ходом изменения видимой площади тени наибольшего пятна.

5. Значения спектральных индексов n в интервалах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см могут быть как равными между собой, так и заметно отличаться друг от друга. Различие в значениях n в указанных интервалах волн может сохраняться в течение нескольких дней. Случаи, когда $n_2(2,5-1,9 \text{ см})/n_1(3,5-2,5 \text{ см}) > 1$, соответствуют, как правило, относительно высоким значениям площадей пятен. Этот факт при дальнейшем изучении может служить одной из важных характеристик активных областей на Солнце.

В заключение выражаем искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за ценные советы при обсуждении работы, а также П. В. Матвееву за помощь в определении площадей пятен на солнце.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Солнечные данные, 1972, № 8.
2. Солнечные данные, 1973, № 4.
3. Солнечные данные, 1973, № 5.
4. Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50.
5. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50.
6. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 50.
7. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs. Наст. том, стр. 181.
8. Report UAG-28, pt. I, 1973, p. 215.
9. И. И. Берулис, А. П. Молчанов, В. П. Олялюк и др. Доклад на Заседании секции «Радиоизлучение Солнца» Совета по радиоастрономии 1973 г. Мукачево.
10. Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 44, 112.

О ПОЯРЧАНИИ НА КРАЮ ДИСКА СОЛНЦА
В КОРТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков

Обнаружена эллиптичность радиоизображения Солнца на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Предполагается, что замеченная эллиптичность может быть объяснена поярчанием на краях солнечного диска.

ON THE LIMB-BRIGHTENING OF THE SUN AT SHORT CENTIMETRE WAVELENGTHS, by A. F. Bachurin, N. N. Erjushov, L. I. Tsvetkov.—The ellipticity of the radio shape of the Sun on wavelengths 3,5; 2,5 and 1,9 cm is revealed. It is assumed that this ellipticity may be explained as result of the solar limb-brightening.

При сканировании Солнца на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в коротковолновой части сантиметрового диапазона было обнаружено, что записи сканов, проведенных через центр диска Солнца в направлении восток — запад (запад — восток), оказывались систематически шире записей сканов, проведенных вдоль его центрального меридиана [1].

С целью изучения этого эффекта мы провели специальные наблюдения Солнца и Луны одновременно на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Оси диаграмм направленности антенны на всех волнах были совмещены [2]. Ширина диаграммы направленности антенны по уровню половинной мощности на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см составляла примерно 6', 5' и 4' соответственно.

Наблюдения Солнца заключались в сканировании диска Солнца через его центр одновременно по двум координатам: α и δ под различными углами (через каждые 10°) относительно осей α и δ . Суммарная скорость сканирования равнялась 7,5 угл. сек. в секунду.

Чтобы повысить точность определения ширины сканов, производились измерения ширины записей сканов на трех уровнях: 0,6 $T_{\text{а} \odot}$, 0,5 $T_{\text{а} \odot}$ и 0,4 $T_{\text{а} \odot}$ ($T_{\text{а} \odot}$ — антенная температура «спокойного» Солнца); за радиодиаметр «спокойного» Солнца принималось среднее из этих значений (кривые сканирования в пределах этих значений достаточно линейны). Затем с помощью меток экваториальных координат α и δ определялись отдельно ширина записи скана d_{α} , соответствующая направлению α , и ширина d_{δ} по δ на уровне 0,5 $T_{\text{а} \odot}$. Диаметр радиоизображения Солнца в каждом данном направлении сканирования вычисляется по формуле

$$d_{\odot}(\varphi) = \sqrt{(d_{\alpha} \cos \delta)^2 + d_{\delta}^2}.$$

Результаты измерений на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см представлены на рисунке, где по оси абсцисс отложены углы φ относительно солнечного экватора, под которым проводилось сканирование Солнца. Положительные значения углов относятся к сканам, которые проходили по северо-западной и юго-восточной частям диска Солнца. Отрицательные углы соответствуют сканам, проходящим по юго-западной и северо-восточной частям

Дата наблюдения	$d_{\odot}(\varphi=0)/d_{\odot\min}$		
	$\lambda = 3,5$ см	$\lambda = 2,5$ см	$\lambda = 1,9$ см
16.IX 1972 г.	1,066	1,040	1,030
5.VI 1973 г.	1,050	1,028	1,017

солнечного диска. По оси ординат отложены значения относительной ширины записи скана Солнца $d_{\odot}(\varphi)/d_{\odot\min}$; за единицу принималась минимальная ширина записи, соответствующая сканам, проходящим через центр Солнца и примерно через его полюсы. Кружками обозначены данные, полученные по наблюдениям 16.IX 1972 г., треугольниками — 5.VI 1973 г. Темные кружки соответствуют случаям, когда в главный лепесток диаграммы направленности антенны попадали локальные радиостанции, связанные с группами пятен № 271 и 288 [3], расположенными вблизи края солнечного диска, в результате чего ширина записи соответствующих сканов заметно увеличилась. При дальнейшем анализе эти сканы не учитывались. Из-за локальных источников, связанных с группами пятен, не учитывались также сканы, которым соответствуют темные треугольники.

На рисунке построены также кривые, соответствующие относительной ширине эллипса, вычисленные по формуле, полученной из параметрического уравнения эллипса

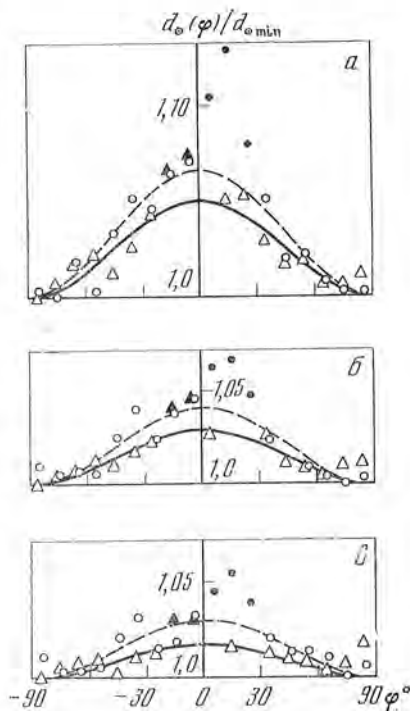
$$\frac{d_{\odot}(\varphi)}{d_{\odot\min}} = \sqrt{\frac{a^2}{b^2} \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi},$$

где $d_{\odot}(\varphi)$ — диаметр эллипса в направлении, составляющем угол φ с большой полуосью эллипса, a и b — большая и малая полуоси эллипса соответственно.

Кривые изменения относительной ширины эллипсов построены по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов. На рисунке они показаны штриховыми линиями для 16.IX 1972 г. и сплошными для 5.VI 1973 г. Значения отношений большой оси эллипса к малой $d_{\odot}(\varphi=0)/d_{\odot\min}$ приведены в таблице.

Таким образом, в первом приближении можно полагать, что радиоизображения Солнца на указанных волнах являются эллиптическими, причем большая ось эллипса направлена по солнечному экватору.

Чтобы выяснить, не является ли полученная эллиптичность следствием чисто аппаратных эффектов, 6, 7 и 8.VIII 1972 г. были проведены специальные наблюдения Луны вблизи фазы новолуния. Производилось скачивание Луны через ее центр по α и δ , а также под углом 45° к этим осям. Обработка записей сканов Луны по всем дням наблюдений и по всем длинам волны показала, что измеренные по разным направлениям значения ширины сканов одинаковы в пределах среднеквадратичной ошибки $\pm 2,3\%$. Отношения антенных температур Солнца к антенным температурам Луны в рассматриваемом диапазоне длин волны составляют около 50 [1], поэ-



Относительное уширение записей сканов Солнца на волнах 3,5 см (а), 2,5 см (б) и 1,9 см (в)

тому ошибки в определении $[d_{\odot}(\varphi)/d_{\odot \min}]$ для Солнца существенно ниже, чем для Луны.

Таким образом, реальность эффекта уширения записей сканов Солнца в направлении его экватора не вызывает сомнения.

Обращает на себя внимание, что эллиптичность радиоизображения Солнца 5.VI 1973 г. выражена заметно меньше, чем 16.IX 1972 г. Возможно, это связано с различием уровня активности Солнца, однако для уверенного утверждения необходимы дополнительные исследования.

Наблюдаемое уширение сканов вдоль солнечного экватора, по-видимому, можно объяснить наличием поярчания на краю солнечного диска. При таком объяснении уширения сканов из рисунка следует, что поярчание на краю солнечного диска не обладает круговой симметрией; оно максимално на экваторе и спадает при приближении к его полюсам. Заметим, что подобный характер поярчания наблюдается и на более длинных волнах сантиметрового диапазона [4].

В заключение выражаем искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за критические замечания при обсуждении работы.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 175.
2. Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 189.
3. Солнечные данные, 1972, № 9.
4. M. R. Kundu. Solar Radio Astronomy. Interscience, 1965.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ
ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА СОЛНЦЕ
В ДИАПАЗОНЕ 0,8—1,7 см

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, М. И. Рябов

Методами множественного корреляционного анализа исследуется влияние основных параметров активных областей на Солнце на характеристики локальных источников (размеры, яркостные температуры и поток излучения) на волнах 8, 13 и 17 мм.

RESEARCH OF SOME CHARACTERISTICS OF LOCAL SOURCES OF RADIO-EMISSION ON THE SUN AT 0,8—1,7 cm WAVELENGTH, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev, M. I. Ryabov.—The influence of main parameters of active regions on the Sun on the characteristics of local sources (sizes, bright temperature and flux) is studied at 8, 13 and 17 mm wavelength using the multiple correlation analysis.

Известно, что свойства локальных источников (л. и.) повышенного радиоизлучения на Солнце зависят от параметров активных областей, с которыми они связаны.

Здесь сделана попытка методом множественной линейной корреляции выяснить, с какими параметрами активных областей связаны изменения основных характеристик л. и. повышенного радиоизлучения в диапазоне волн 8,1—16,6 мм. Метод множественной линейной корреляции дает возможность не только выявить характер зависимости, но и количественно оценить влияние как того или иного фактора в отдельности, так и совокупности факторов на характеристики л. и.

Для анализа использованы материалы наблюдений радиоизлучения Солнца, полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 22-м радиотелескопе в апреле 1969 г. [1]. Наблюдения проводились одновременно на трех длинах волн: 8,1; 13,2; 16,6 мм — и охватывают период более полуоборота Солнца, что позволяет проследить эволюцию л. и. повышенного радиоизлучения при перемещении их по диску Солнца.

Во время наблюдений производилось сканирование радиотелескопом солнечного диска по прямому восхождению α с дискретным интервалом $1'$ по склонению δ , и по полученным записям строились радиоизображения Солнца [2]. Угловое разрешение радиотелескопа составляло $1',6$; $2',5$ и $3',3$ на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм соответственно.

По радиоизображениям определялись угловые размеры л. и. — φ_n (по половинному уровню их яркости), их яркостные температуры ΔT_n (превышение яркостной температуры источника над уровнем невозмущенного Солнца) и плотности потоков излучения ΔF_n . Величины φ_n и ΔT_n определялись с учетом углового разрешения телескопа на соответствующих волнах. Для определения ΔT_n яркостная температура невозмущенного Солнца принималась, согласно [1], равной 8000, 9700 и 11 800 °K на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм соответственно. Локальные источники отождествлялись по местоположению их на диске Солнца с активными областями в оптическом спектре.

Показателем тесноты зависимости между влияющими факторами и независимой переменной является коэффициент множественной корреляции R , который рассчитывался согласно обычной методике [4]. Квадрат коэффициента множественной корреляции R^2 показывает, какая часть вариации независимой переменной определяется факторами, включенными в анализ. Вклад каждого фактора в отдельности можно определить двояко. Так, коэффициенты отдельного определения $d_{0i12...N}^2$ показывают долю влияния отдельного фактора при условии, что остальные сохраняют постоянные значения и таким образом,

$$R^2 = d_{0123...N}^2 + d_{0213...N}^2 + \dots + d_{0N123...(N-1)}^2. \quad (4)$$

Квадрат коэффициента частной корреляции $r_{0i12...N}^2$ определяет долю влияния каждого фактора при исключении связи с другими переменными. Расчеты корреляционных моделей проводились на ЭВМ М-220. Программой был предусмотрен расчет ошибок коэффициентов корреляции и коэффициентов пропорциональности. Для исследования отбирались л. и., расположенные только над группами солнечных пятен. В каждой корреляционной модели в качестве зависимой переменной принимались ΔF_{ii} , ΔT_{ii} и φ_{ii} , которые определялись как функции многих переменных. В числе таких переменных, которые показали наибольшие значения коэффициента множественной корреляции, оказались $S_{гд}$, $(S_p - S_{гд})$, θ , n , χ и $\varphi_{опт}$. Для этих факторов значения множественных коэффициентов корреляции R составили: для потока — 0,8114; 0,8619; 0,6994, для яркостных температур — 0,5628; 0,7332; 0,8230 и угловых размеров — 0,7322, 0,7758 и 0,7458 соответственно на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм.

Дальнейшие расчеты показали, что значения коэффициентов пропорциональности для $\varphi_{опт}$ и $(S_p - S_{гд})$ находятся в пределах ошибок. Поэтому эти факторы были исключены из оптимальной корреляционной модели и был проведен повторный расчет. Результаты расчета представлены в таблице, в которой показаны данные расчетов корреляционных моделей, проводившихся с учетом тех параметров группы пятен, которые наиболее сильно влияют на изменение потока, температуры и угловых размеров л.и. Таким образом, отбирались только те факторы, для которых коэффициенты пропорциональности $b_{0i12...N}$ были во столько раз больше среднеквадратичной ошибки, что это обеспечивало 95%-ный уровень достоверности коэффициентов пропорциональности. Значение коэффициентов, помещенных в таблице, описано выше, индексы при коэффициентах (θ , χ и т. д.) указывают, к влиянию какого фактора они относятся. Обозначение вида $\Delta F_{ii} = f(\theta, n)$ показывает, с учетом каких параметров рассматривалась корреляционная модель. Результаты анализа представлены на рис. 1—6, где точками обозначены значения ΔF_{ii} , ΔT_{ii} и φ_{ii} , которые ставятся в соответствие тому или иному параметру группы пятен, причем уже введены поправки за влияние других факторов, входящих в данную корреляционную модель. Сплошными линиями обозначены линии регрессии (прямые, построенные на основе корреляционных уравнений), а штриховыми — предельные положения линий регрессии, обусловленные среднеквадратичными ошибками коэффициентов.

Из таблицы можно заметить, что значительное влияние на поток излучения л. и. на волнах 8,1 и 13,2 мм оказывает вспышечная активность области ($d_{\chi}^2 = 0,4904$; $r_{\chi}^2 = 0,5579$ на волне 8,1 мм и $d_{\chi}^2 = 0,4809$ и $r_{\chi}^2 = 0,4754$ на волне 13,2 мм), в то время как на волне 16,6 мм влияние вспышечного индекса оказалось незаметным. По-видимому, вспышки оказывают более длительное воздействие на л. и. на волнах 8,1 и 13,2 мм по сравнению с влиянием их на л. и. на волне 16,6 мм. Угловые размеры и яркостная температура л. и. на всех трех волнах связаны, как видно из таблицы, с положением л. и. на диске Солнца.

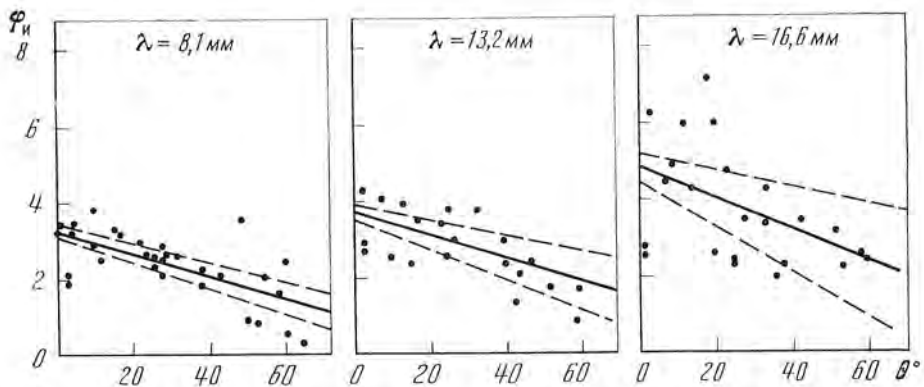


Рис. 1. Зависимость угловых размеров локальных источников от положения их на диске Солнца

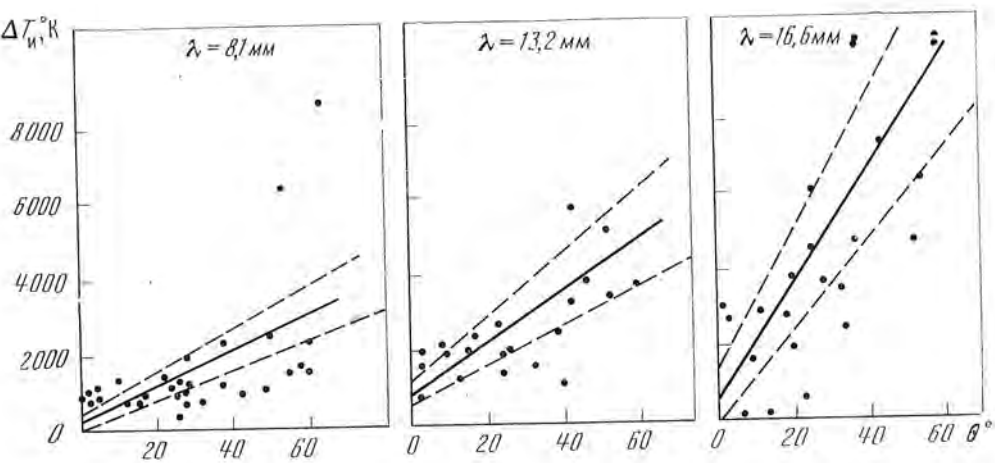


Рис. 2. Зависимость яркостной температуры локальных источников от положения их на диске Солнца

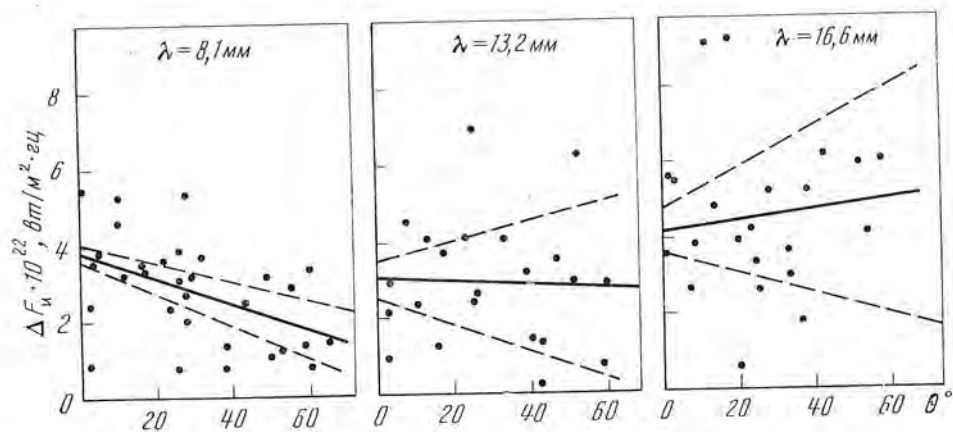


Рис. 3. Зависимость плотности потока излучения локальных источников от положения их на диске Солнца

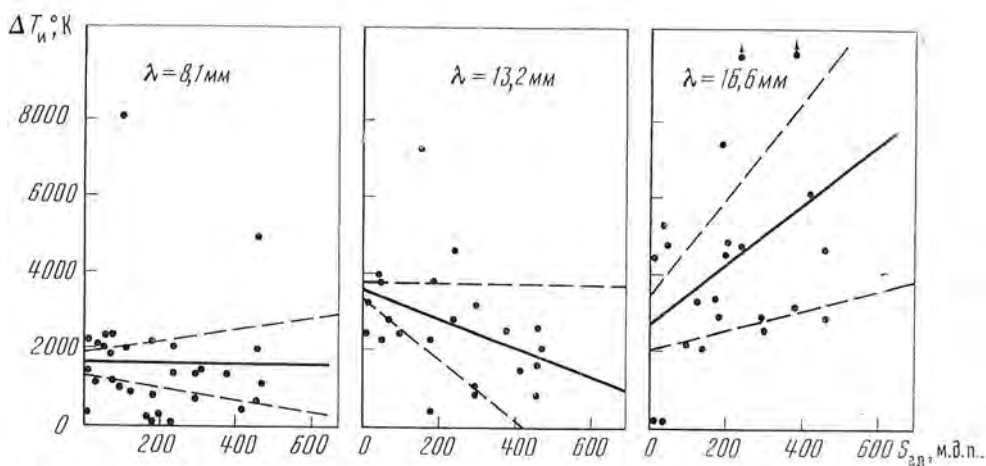


Рис. 4. Зависимость яркостной температуры источника от площади главного пятна.

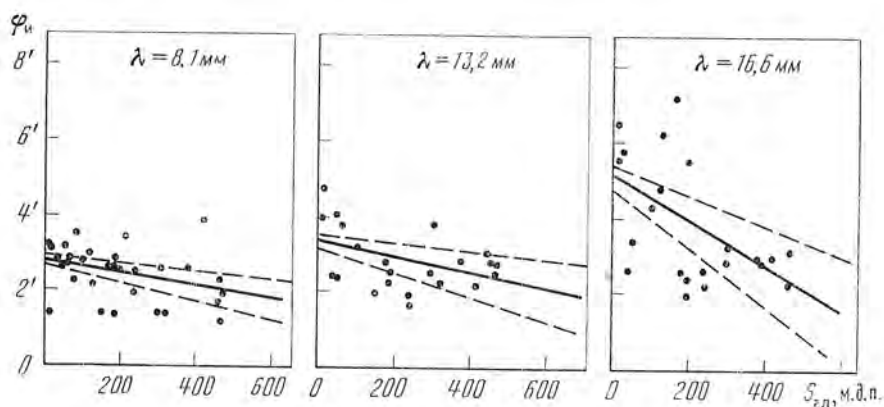


Рис. 5. Зависимость угловых размеров локального источника от площади главного пятна.

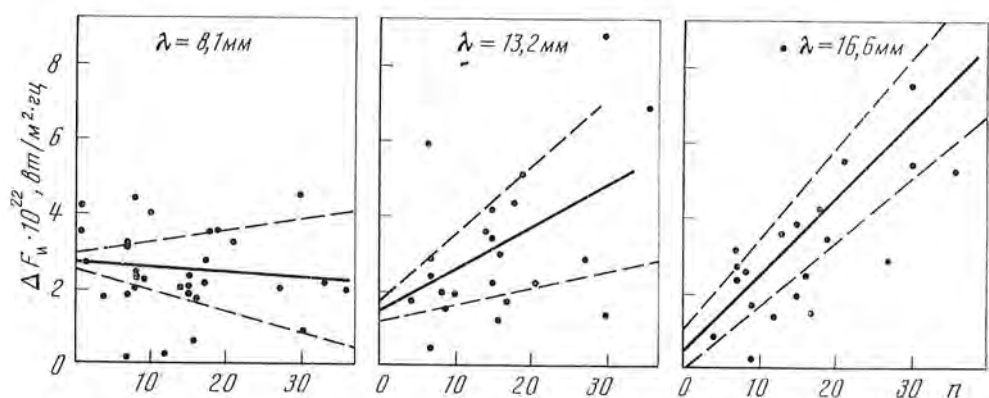


Рис. 6. Зависимость плотности потока излучения локального источника от количества пятен в группе.

Угловые размеры источников (рис. 1) уменьшаются на всех волнах приблизительно одинаково с увеличением их гелиодолгот, а яркостные температуры (рис. 2) растут по мере удаления л. и. от центрального меридиана, причем относительный рост увеличивается с удлинением волны. Создается впечатление, что с удалением л. и. от центрального меридиана эффективный уровень их излучения повышается и переходит в более горячие слои солнечной атмосферы (за счет увеличения оптической толщи по лучу зрения).

Плотность потока излучения л. и. только на волне 8,1 мкм связана с положением их на диске Солнца ($d_0^2 = 0,1055$ и $r_0^2 = 0,2411$ из таблицы), причем $\Delta F_{\text{и}}$ заметно уменьшается по мере удаления л. и. от центрального меридиана (рис. 3), поток излучения л. и. на волнах 13,2 и 16,6 мкм, как показал расчет, не зависит от их гелиодолгот, что свидетельствует в пользу того, что л. и. на волне 8,1 мкм — оптически плотные образования, а на более длинных волнах оптическая толщина их уменьшается.

Структура группы пятен сказывается на свойствах л. и. следующим образом. Площадь главного пятна группы $S_{\text{гл}}$ наибольшее влияние оказывает на размеры и яркостную температуру л. и. на волне 16,6 мкм. Яркостная температура л. и. на этой волне заметно возрастает с увеличением $S_{\text{гл}}$ (рис. 4), а размеры источников уменьшаются (рис. 5). Населенность группы n (число всех пятен в группе) оказывает заметное влияние в основном на плотность потока излучения л. и., причем также на более длинных волнах. Так, если на волне 8,1 мкм $\Delta F_{\text{и}}$ не зависит от числа пятен в группе (рис. 6), то на волне 13,2 мкм поток заметно возрастает с увеличением числа пятен, а на волне 16,6 мкм степень возрастания потока еще большая. Таким образом, с увеличением длины волны на поток, яркостную температуру и угловые размеры л. и. все более начинает сказываться вклад пятенной компоненты.

В заключение следует отметить, что результаты настоящей работы не противоречат выводам, сделанным в [10—13].

Авторы выражают благодарность Н. А. Смирновой за составление программы и проведение расчетов на ЭВМ.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 43, 21.
2. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 44, 137.
3. И. Д. Политов. Дисперсионный и корреляционный анализ в экономике. М., «Экономика», 1972, стр. 67.
4. Мардэкай Езекиэли, Карл А. Фокс. Методы анализа корреляций и регрессий линейных и криволинейных. М., «Статистика», 1966, стр. 120.
5. Солнечные данные, 1969, № 4.
6. Магнитные поля солнечных пятен, 1969, № 4.
7. Quart. Bull. Solar Activity, 1970, N 165, 166.
8. R. J. Coates. Proc. IEEE, 1966, 54, N 4, 30.
9. H. W. Dodson, E. R. Hedeman. Astrophys. J., 1949, 110, 242.
10. Б. Я. Лосовский. Солнечные данные, 1962, № 7, 47.
11. Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 253.
12. V. A. Efanov, A. G. Kisluyakov, I. G. Moiseev. Solar Phys., 1972, 24, 142.
13. Г. П. Апушкинский, А. Н. Цыганов. Солнечные данные, 1967, № 10, 81.

АТМОСФЕРНЫЙ ИНФРАЗВУК КАК ВОЗМОЖНЫЙ ФАКТОР, ПЕРЕДАЮЩИЙ ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА БИОСФЕРУ¹

Б. М. Владимирский

Изменения в уровне акустических шумов атмосферы очень низкой частоты (< 1 гц) — инфразвуковых колебаний естественного происхождения — связаны с вариациями солнечной активности. Особенно тесная связь с солнечной активностью имеет место для инфразвуковых сигналов, генерируемых в атмосфере при полярных сияниях. Высказывается предположение, что инфразвуковые возмущения могут быть физическим агентом — передатчиком влияния солнечной активности на биосферу. Хотя биологическое действие инфразвуковых колебаний малой амплитуды почти не изучено, из литературных данных следует, что инфразвук, возможно, биологически эффективен. Для проверки высказанной гипотезы необходимы специальные эксперименты по исследованию воздействия акустических колебаний на живые организмы на частоте $\sim 0,01$ гц с амплитудой около 10 дин·см⁻² при экспозиции ~ 6 час.

THE ATMOSPHERIC INFRASOUNDS AS A POSSIBLE PHYSICAL AGENT TRANSFERRING SOLAR ACTIVITY INFLUENCE TO THE BIOSPHERE — by *B. M. Vladimírsky*. — The variations of acoustical noise level in very low frequency range (< 1 hz, atmospheric infrasounds) are depend on Solar activity. It's suggested that the disturbances in the infrasound's noise level are a physical agent which transfere the influence of the solar activity to the biosphere. The biological effect of the small amplitude's infrasounds are not studied. However, there are some indirect data which show that such infrasounds may be biological active. To verify the suggestion about possibility transferring solar activity influence to biosphere via infrasounds it's necessary to make special experiments. The acoustical oscillations with frequency about 0.01 hz, the amplitudes about 10 dn · cm⁻² and the exposure time 6 hours must be used in such experiments.

В последние годы в понимании механизма влияния солнечной активности на явления в биосфере Земли достигнут значительный прогресс. В настоящее время нет сомнений, что такое влияние осуществляется посредством одного или нескольких экологических факторов, которые тесно связаны с изменениями солнечной активности и не учитываются в современной биометеорологии и медицинской климатологии. Видимо, важнейшим из таких факторов является естественное электромагнитное поле Земли. Учитывая накопленные к настоящему времени данные наблюдений и экспериментов, можно думать, что основное значение имеют при этом изменения уровня напряженности поля в полосе сверхнизких частот (< 5 гц, короткопериодические колебания геомагнитного поля) и,

¹ Проблема, рассмотренная Б. М. Владимирским, относится к области, пограничной между астрофизикой, геофизикой и биологией. Так как в составе редколлегии «Известий КАО АН СССР» нет геофизиков и биологов, мы не можем судить об обоснованности выводов, делаемых автором статьи. Однако обсуждаемый вопрос интересен и актуален, поэтому принято решение опубликовать статью в дискуссионном порядке (*Редколлегия*).

вероятно, вариации интенсивности фона в диапазоне атмосфериков ($\sim 10^4$ *гц*) (см. [1]).

Однако, как уже отмечалось [1], передатчиками влияния солнечной активности на биосферу могут быть наряду с электромагнитным полем и другие физические агенты. В связи с этим ниже приводятся некоторые аргументы и соображения в пользу предположения, что в передаче воздействия солнечной активности на биосферу принимают участие акустические шумы атмосферы очень низкой частоты — инфразвуковые колебания естественного происхождения.

1. Инфразвуковые шумы атмосферы

В спектре флуктуаций атмосферного давления (такие спектры построены в широком диапазоне частот, см., например, [2,3]) инфразвуковые колебания занимают полосу от 16 *гц* (частотная граница слышимости) до $\sim 0,003$ *гц* (ниже этой частоты преобладают внутренние гравитационные волны). Атмосферный инфразвук — в целом мало изученное явление. В указанном диапазоне всегда присутствуют значительные шумы, источники которых часто остаются неизвестными. Одна из причин этого — слабое затухание колебаний на частотах ниже ~ 1 *гц*; инфразвуковой сигнал может быть зафиксирован от источника, отстоящего на тысячи километров от пункта наблюдения. Шум, сопровождающий взрывную фазу извержения вулкана Агунг (остров Бали) в мае 1963 г., был зафиксирован на частоте $\sim 0,01$ *гц*, в Боулдере (Калифорния, США) не только по прямой трассе (14 700 км), но и через антиподную точку [4]. Распространенные источники инфразвуковых колебаний — это ураганы и океанские штормы. Мощными источниками инфразвука являются также землетрясения. По крайней мере для средних широт, где чаще всего проводились измерения, эти спорадические явления наблюдаются на фоне почти постоянного шума, обусловленного турбулентностью высоких слоев атмосферы [5, 6]. Обычно этот шум для не очень низких частот имеет амплитуду порядка 1 *дин·см⁻²*, т. е. он значительно меньше локальных флуктуаций давления при палиции ветра.

Амплитуды колебаний от источников, перечисленных выше, составляют, как правило, несколько *дин·см⁻²*, но могут достигать в некоторых случаях величин, на порядок больших. Сигналы от различных источников различаются как по амплитуде, так и по спектральному составу. Так как длительные измерения шумов в диапазоне инфразвука отсутствуют, о характере изменений уровня этих шумов во времени ничего не известно. Поскольку сейсмическая активность, а также разного рода возмущения атмосферной циркуляции коррелируют, как теперь установлено, с солнечной активностью, весьма вероятно, что такая же корреляция имеет место и для интенсивности инфразвуковых шумов.

Очень тесно связаны с солнечной активностью инфразвуковые сигналы, генерируемые еще одним довольно мощным источником — полярными сияниями. Эти сигналы были обнаружены после того, как было найдено, что довольно значительная доля спорадических усилений инфразвуковых колебаний на средних и низких широтах связаны с магнитными бурями [7, 8]. Как оказалось, если в период магнитной бури индекс магнитной активности K_p был не менее 8, буря сопровождалась акустической инфразвуковой бурей с вероятностью 100%.

Сигналы занимают полосу 0,05—0,01 *гц* (иногда до 0,003 *гц*). На средних и низких широтах амплитуда колебаний давления во время сильных бурь составляет до 10 *дин·см⁻²*. Спустя несколько часов после начала бури (обычно 4—5 час), амплитуда инфразвуковых колебаний начинает возрастать, остается повышенной в среднем около четверти суток, а затем постепенно уменьшается. Описываемые сигналы — ночное явление и чаще всего наблюдаются после полуночи по местному времени. Направление при-

хода — преимущественно с севера. Первые же наблюдения на высоких широтах показали, что появление инфразвуков тесно связано с полярными сияниями [9]. В последующем американский исследователь Ч. Вильсон провел обширные наблюдения инфразвуковых сигналов полярных сияний [10, 11] (им же построена и модель этого явления [12]). В частности, установлено, что в зоне полярных сияний сигналы состоят из отдельных волновых пакетов продолжительностью 3—5 *мин*, так что их синусоидальная форма на низких широтах обусловлена эффектом распространения. В 1966—1967 гг. инфразвуки наблюдались в 30% дней всего интервала наблюдений. Таким образом, это не слишком распространенное явление.

Тесная связь описанных акустических эффектов с полярными сияниями позволяет тотчас же сказать, как будет меняться во времени (в среднем) мощность колебаний. В частности, инфразвуковая активность должна обладать 27-дневной повторяемостью, а также испытывать значительные сезонные вариации (максимумы должны наблюдаться в марте и сентябре). В 11-летнем цикле минимум частот появления должен совпадать с минимумом солнечной активности, а максимум — располагаться примерно на два года позже максимума солнечной активности, определяемого по числам Вольфа.

Из оценки, сделанной в [7], следует, что инфразвуковые возмущения, обусловленные явлениями в полярных сияниях, на средних широтах вносят существенный вклад в общее число спорадических увеличений уровня инфразвуковых шумов (около половины такого рода событий). Существуют также случаи, когда инфразвук усиливается при ионосферных возмущениях без значительного возрастания магнитной активности [13]. Все сказанное позволяет заключить, что общий уровень инфразвуковых шумов атмосферы, а также частота появления «инфразвуковых бурь», по-видимому, тесно связаны с солнечной активностью.

Описанные возмущения в уровне инфразвуковых атмосферных шумов удовлетворяют многим требованиям, которые должны быть предъявлены к гипотетическому фактору, ответственному за гелиобиологические связи [4]. В частности,

1) многие возмущения носят глобальный характер (коррелированные с магнитными бурями инфразвуки воздействуют примерно на четверть земной поверхности в ночном секторе);

2) возмущения испытывают 11-летние циклические изменения с максимумом, вероятно, приходящимся на спад солнечной активности;

3) они имеют тенденцию к 27-дневной повторяемости;

4) для обсуждаемого типа возмущений имеется сильный сезонный ход с максимумами, приходящимися на периоды равноденствия;

5) возмущения сопровождают многие магнитные бури с внезапным началом;

6) инфразвуковые возмущения проникают в большинство жилых помещений.

Таким образом, можно высказать предположение, что инфразвуковые атмосферные шумы могут быть фактором, в какой-то мере ответственным за гелиобиологические связи.

2. Биологическое действие инфразвука

Это предположение может оказаться справедливым только в том случае, если инфразвуковые колебания с амплитудой порядка $10 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$ в указанном выше частотном диапазоне биологически активны. К сожалению, биологическое действие инфразвука малой амплитуды почти вовсе не изучено. Однако имеются некоторые прямые и косвенные данные, указывающие на то, что инфразвуки в некоторых частотных полосах в самом деле биологически эффективны.

Прямые указания на биологическую эффективность инфразвуковых колебаний получены в некоторых экспериментах, проводимых во Франции под руководством В. Гавро (общее описание их см. в [14]). При воздействии на испытуемых колебаний с частотой 7 *гц* отмечалось ощущение пульсаций в голове и невозможность проводить даже простую интеллектуальную работу. Колебания сравнительно малой амплитуды близ этой же частоты вызывали усталость, головокружение, раздражительность, тошноту. Действию инфразвуковых колебаний подвергается, несомненно, центральная нервная система. Это следует из обнаружения некоторых психологических эффектов — от ощущения дискомфорта до появления чувства страха и даже ужаса. В. Гавро высказывает мнение, что возникновение паники при землетрясениях может быть в значительной мере обусловлено воздействием инфразвуковых колебаний, генерируемых обычно в то время. Интересно, что Дж. Грин и Ф. Данн [15] обнаружили корреляцию между числом автомобильных аварий в Чикаго и уровнем инфразвуковых шумов в этом же районе. Такая корреляция может свидетельствовать об увеличении времени реакции человека на сигнал под действием инфразвуковых колебаний. Биологическую эффективность инфразвука большой амплитуды при довольно кратковременных экспозициях (несколько минут) в настоящее время можно считать надежно установленной (см., например, [16]).

Биологическое действие акустических колебаний эквивалентно воздействию на организм слабой механической вибрации. Биологическое действие этого фактора интенсивно изучается в последние годы. Хорошо известно, что вибрация оказывает влияние на свойства органических и неорганических коллоидных растворов и вызывает многочисленные эффекты у живых организмов (растительных и животных, включая человека). Эти эффекты весьма разнообразны — от вполне обратимых физиологических сдвигов до мутаций включительно. Воздействие вибраций находит применение и в медицинской практике. Для обсуждаемого вопроса существенно, что эффект вибрации зависит от частоты и некоторые из эффективно действующих частот приходится на диапазон инфразвуковых колебаний (см., например, [17]).

Наконец, следует отметить некоторые важные для обсуждаемого вопроса факты, полученные при исследовании воздействия на живые организмы акустических шумов слышимого диапазона (их обзор см., например, в монографии [18]). Установлено, что биологическое действие шума, модулированного по амплитуде инфразвуковой частотой, значительно выше, чем того же шума в отсутствие модуляции. В случае импульсной модуляции, в диапазоне частот модуляции 0,5—25 *гц*, биологическое действие увеличивается с уменьшением модулирующей частоты. Существенно также, что наиболее чувствительной к действию шумов оказывается центральная нервная система. Из клинических наблюдений следует, что характерным эффектом при воздействии шума являются также изменения со стороны сердечно-сосудистой системы. Клиническая картина влияния шума на человека включает такие симптомы, как повышенная раздражительность и эмоциональная лабильность, головные боли, снижение памяти, повышенная утомляемость, боли в области сердца. Этот симптомокомплекс качественно не изменяется с частотой и, вероятно, полностью сохраняется при переходе в инфразвуковой диапазон. При действии на организм слабого раздражителя — независимо от его физической природы — характерны значительные колебания чувствительности от индивидуума к индивидууму. Обычно более чувствительными оказываются субъекты, у которых по тем или иным причинам нарушены адаптационные механизмы (пожилой возраст, болезнь). Эта закономерность имеет место и при воздействии на организм акустического шума.

Подводя итог сказанному в этом разделе, можно заключить, что, хотя биологическая эффективность инфразвуковых акустических колебаний не

изучена, инфразвук является активным биологическим фактором. Его действие, по-видимому, вполне аналогично действию на организм акустических шумов слышимого диапазона. Весьма вероятно, что изменения в уровне инфразвуковых шумов естественного происхождения могут оказаться существенными для организмов, чьи адаптационные возможности по каким-либо причинам нарушены.

Заключение

Описанные выше свойства естественных акустических инфразвуковых шумов в атмосфере, их связь с солнечной активностью и их вероятная биологическая эффективность дают основание сформулировать следующее предположение: атмосферный инфразвук является наряду с естественным электромагнитным полем передатчиком влияния солнечной активности на биосферу.

Проверка высказанного предположения может быть осуществлена с помощью довольно простых экспериментов: 1) исследования физиологического действия искусственно созданных инфразвуковых колебаний с амплитудой около $10 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$ на частоте около $0,01 \text{ гц}$ при экспозиции около 6 час; 2) изучения временных изменений физиологических показателей организма, помещенного в камеру, достаточно хорошо защищающую его от внешних акустических полей сверхнизких частот. Такие эксперименты могут представлять интерес еще по крайней мере для двух проблем: 1) в связи с изучением физической природы сигнала, воспринимаемого и используемого некоторыми организмами для оперативного прогноза изменения синоптической ситуации; 2) промышленные инфразвуковые шумы также, возможно, являются биологически активным фактором. Уже высказывалось мнение [14], что инфразвуковой шум — одна из составляющих комплекса вредных факторов крупных городов и индустриальных центров. Поэтому исследование биологического действия инфразвуковых колебаний, возможно, имеет отношение к проблеме охраны внешней среды.

Ноябрь 1973 г.

Литература

1. *В. М. Владимирский*. В сб. «Влияние солнечной активности на атмосферу и биосферу Земли». М., «Наука», 1971, стр. 126 (см. также цитированную там литературу и другие статьи этого сборника).
2. *Г. С. Голицын*. Изв. АН СССР, серия геофиз., 1964, № 8, 1253.
3. *E. E. Gossard*. J. Geophys. Res., 1960, 65, 3339.
4. *V. H. Goerke, J. M. Young, R. K. Cook*. J. Geophys. Res., 1965, 70, 6017.
5. *U. Fehr*. J. Geophys. Res., 1967, 72, 2403.
6. *W. C. Meecham*. J. Atmos. and Terr. Phys., 1971, 33, 149.
7. *P. Chrzanowski, G. Green, K. T. Lemmon, J. M. Young*. J. Geophys. Res., 1961, 66, 3727.
8. *R. N. Sachdev*. J. Geophys. Res., 1969, 74, 5413.
9. *W. H. Campbell, J. M. Young*. J. Geophys. Res., 1963, 68, 5909.
10. *C. R. Wilson*. J. Geophys. Res., 1969, 74, 1812.
11. *C. R. Wilson*. Planet. Sci., 1969, 17, 1817.
12. *C. R. Wilson*. Nature, 1967, 216, 131.
13. *G. G. Bowman, K. L. Shrestha*. Nature, 1966, 210, 1032.
14. *V. Gavreau*. Sci. J., 1968, 4, 33.
15. *J. E. Green, F. Dunn*. J. Acoust. Soc. America, 1968, N 11.
16. *G. C. Mohr, J. N. Cole, E. Guild, H. E. von Gierke*. Aerospace Med., 1965, 36, 817.
17. *С. Н. Романов*. Биофизика, 1967, 12, 120.
18. *И. И. Андреева-Галанина, С. В. Алексеев, А. В. Кадискин, Г. А. Суворов*. Шум и шумовая болезнь, Л., «Медицина», 1972.

СТИГМАТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ
С ВОГНУТЫМИ ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ

В. К. Прокофьев

Рассмотрены стигматические свойства установок с вогнутыми дифракционными решетками: ход двух фокальных кривых (меридиональной и сагиттальной) и астигматической разности.

Исследованы монтажки:

1) Вадсворта и ее модификаций: а) обращенной схемы и б) двойной с установкой решеток с параллельной дисперсией (п. 2);

2) автоколлимационная (Иглия) и нормального падения на круге Роуанда для сферической и тороидальной решеток и для решеток с переменным шагом (п. 3);

3) установка сферической и тороидальной решеток вне круга Роуанда (п. 4).

Эти установки пригодны для получения ультрафиолетовых стигматических спектров астрономических объектов при помощи внеатмосферной техники.

STIGMATIC CONCAVE GRATING MOUNTINGS by V. K. Prokof'ev. — The stigmatic property of the concave grating mountings was studied: both focal curves (meridional and sagittal) and astigmatic difference. There was discussed 1) the Wadsworth mounting and its modifications: a) inverse Wadsworth mounting, b) double mounting with parallel — dispersion gratings; 2) the Eagle and normal incidence mountings on the Rowland circle with the spherical and toroidal gratings and with varying spacing grating; 3) the mounting of the spherical and toroidal gratings outside the Rowland circle.

These mountings are suitable to obtain the stigmatic UV spectra of the astronomical objects with the space technique.

Вогнутые дифракционные решетки используются в астрофизике и лабораторной технике главным образом для получения спектров в вакуумной области короче 2000 Å. В этой области очень мало прозрачных оптических материалов для создания преломляющей оптики (да и то только до 1150 Å). Кроме того, отражательная способность металлических слоев резко падает, особенно в области короче 1000 Å. Использование вогнутых дифракционных решеток позволяет обходиться только одной отражающей оптической поверхностью — поверхностью решетки, так как она обладает фокусирующими свойствами. Существенным ее недостатком является значительный астигматизм, который снижает освещенность в спектре (при фотографической регистрации) или требует применения выходных щелей и соответствующих размеров фотокатодов при фотоэлектрической регистрации спектра. Это обстоятельство сильно снижает возможности исследования спектров: так, при фотографической регистрации затруднено использование ступенчатого ослабителя или ступенчатого сектора для калибровки фотографической пластинки. При фотографировании спектров звезд резко снижается проникающая способность системы телескоп — спектрограф из-за сильного падения освещенности на фотопластинке.

Надо отметить, что в практике наземных обсерваторий при фотографировании звездных спектров обычно применяется искусственное расширение

ние спектра до ширины $\sim 0,5$ мм; это тоже приводит к некоторому падению освещенности на фотопластинке, но создает известные преимущества при исследовании таких спектров. Обычно для этой цели используются различные механические приспособления. Однако в принципе для этого можно использовать астигматизм решетки, если он мал.

При желании получить монохроматическое изображение протяженного астрономического источника (Солнце, планеты, кометы, галактики) в коротковолновой области спектра астигматизм приводит к заметному снижению пространственного разрешения исследуемого объекта, и наличие астигматизма здесь нежелательно.

Надо отметить, что в настоящее время появились новые типы вогнутых дифракционных решеток с переменным шагом [1], нарезанных на несферических поверхностях [2—4], позволяющих в значительной степени снизить астигматизм в установках с такими решетками. Строго говоря, астигматизм может быть устранен только для двух-трех длин волн в спектре, в промежутке между которыми имеется остаточный астигматизм. Поэтому речь может идти только о допустимых размерах этого остаточного астигматизма, не препятствующего решению той или иной спектроскопической задачи.

В цитированных выше работах в довольно общем виде рассматриваются возможности снижения астигматизма для некоторых установок с вогнутыми дифракционными решетками. Нами проведен достаточно подробный анализ обеих фокальных кривых и астигматических разностей для нескольких типов установок и для достаточных размеров спектральных интервалов, пригодных для решения астрофизических (внеатмосферных) и лабораторных задач. При этом анализе используются возможности применения вогнутых решеток с переменным шагом, на торической поверхности и установок вне круга Роулаанда.

1. Основные положения

Мы здесь не будем вдаваться в теорию вогнутой дифракционной решетки, она достаточно детально развита в ряде руководств (см., например, [5—7]). Примем ради некоторой общности, что решетка с равномерным

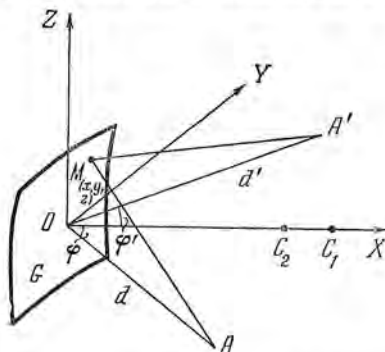


Рис. 1. Принципиальная схема работы вогнутой дифракционной решетки

шагом e нанесена на вогнутой поверхности двойкой кривизны: ее радиус кривизны r — в горизонтальном (меридиональном) сечении и \bar{r} — в вертикальном (сагиттальном) сечении. Вершину решетки совместим с началом координат O прямоугольной системы координат, ось OX направим по нормали к поверхности решетки в точке O (эта ось пройдет через оба центра кривизны C_1 и C_2 поверхности решетки), ось OY — по касательной к поверхности решетки перпендикулярно ее штрихам, ось OZ — вдоль штрихов (рис. 1).

Пусть A — точка входной щели, находящейся на расстоянии d от вершины решетки, A' — ее монохроматическое изображение на расстоянии

d' от вершины. Примем, что точки A и A' лежат в меридиональной плоскости решетки XOY . Углы φ и φ' — углы падения и дифракции «нулевого» луча, идущего из точки A ; эти углы для данной длины волны λ определяются известным соотношением

$$\sin \varphi + \sin \varphi' = k\lambda N, \quad (1)$$

где k — номер порядка спектра, $N = 1/e$ — число штрихов в 1 мм наделенной поверхности.

Для точки $M(x, y, z)$ функция оптического пути $AM A'$ определяет характер изображения в точке A' и имеет вид

$$V(y, z) = -k\lambda m(y) + y(\sin \varphi + \sin \varphi') + \frac{y^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi}{d} + \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} - \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{r} \right) + \frac{z^2}{2} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} - \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{\bar{r}} \right) + \dots \quad (2)$$

При условии безабберационного изображения $V(y, z) \equiv 0$. Если $m(y) = y/e$ (число штрихов между точками M и O), то первые два члена дают условие дифракции (1); третий и четвертый члены — условия фокусировки в меридиональной и сагиттальной плоскостях:

$$\frac{\cos^2 \varphi}{d} + \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} - \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{r} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} - \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{\bar{r}} = 0. \quad (4)$$

Условие (3) определяет фокальную кривую $d' = f(r, d, \varphi, \varphi')$ для меридионального сечения, т. е. для спектральных линий, условие (4) — фокальную кривую $\bar{d}' = f(\bar{r}, d, \varphi, \varphi')$ сагиттального сечения. Эти две фокальные кривые могут лишь пересечься в нескольких точках. Расстояние между этими кривыми дает величину астигматической разности

$$\Delta_{\text{аст}} = \bar{d}' - d'. \quad (5)$$

Введем в рассмотрение относительное отверстие ω' камерной части схемы (со стороны спектра)

$$\omega' = a/d', \quad (6)$$

где a — действующая (освещенная) высота штрихов решетки, в частности диаметр освещенного круга на решетке. Астигматическое удлинение $\Delta l'$ (размытие) точки A' имеем в виде

$$\Delta l' = \omega' \Delta_{\text{аст}}. \quad (7)$$

Пригодность того или иного приема снижения астигматизма будет определяться заданием приемлемой в каждом частном случае величины $\Delta l'$.

Возвратимся опять к условиям фокусировки (3) и (4). Требование совпадения d' и \bar{d}' при заданных углах φ и φ' позволяет определить отношение радиусов кривизны поверхности решетки:

$$\frac{\bar{r}}{r} = \left(\frac{\cos^2 \varphi}{d} + \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} \right) : \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} \right).$$

Мы переходим в этом случае от сферической решетки к торической (см. далее) с возможностью устранения астигматизма для углов $\pm \varphi'$ при заданном значении угла φ и значительного снижения величины астигматической разности вне этих углов. Если же мы имеем дело со сферической решеткой ($\bar{r} = r$), то условия (3) и (4) не могут быть одновременно удовлетворены при $d' = \bar{d}'$, разве только для тривиального случая $\varphi = \varphi' = 0$. Снижение астигматизма может быть достигнуто в этом случае применением решетки с переменным шагом [1].

2. Схема Вадсворта и ее модификации

Наиболее полное устранение астигматизма осуществляется в классической схеме Вадсворта, когда на сферическую решетку падает параллельный пучок лучей под углом φ и спектр получается по обе стороны от нормали к решетке в пределах углов дифракции $\pm \varphi'$. В этом случае $d = \infty$ и условия (3) и (4) дают две фокальные кривые:

$$d' = \frac{r \cos^2 \varphi'}{\cos \varphi + \cos \varphi'} \quad \text{и} \quad \bar{d}' = \frac{r}{\cos \varphi + \cos \varphi'} \quad (8)$$

Спектр располагается примерно на половине радиуса кривизны решетки. Астигматическая разность при этом

$$\Delta_{\text{аст}} = \bar{d}' - d' = \frac{r \sin^2 \varphi'}{\cos \varphi + \cos \varphi'} \quad (9)$$

На нормали к решетке ($\varphi' = 0$) имеем стигматическое изображение входной щели, и некоторый участок спектра в пределах углов $\pm \varphi'$ может считаться тоже стигматическим. Углы дифракции φ' будем считать достаточно малыми, тогда

$$\Delta_{\text{аст}} = \frac{r}{1 + \cos \varphi} \varphi'^2 \quad (9a)$$

Мы видим, что астигматическая разность растет к краям спектра, она не сильно возрастает при увеличении углов падения φ . Относительное отверстие в этом случае $\omega' = a/d' \approx 2a/r$, и вертикальное размытие точки в изображении щели

$$\Delta l' \approx \frac{2a}{1 + \cos \varphi} \varphi'^2 \approx a \varphi'^2.$$

Это вертикальное размытие пропорционально действующей высоте штрихов решетки (a), растет с квадратом удаления от нормали и очень слабо зависит от угла падения φ на решетку. Приведем конкретный пример, чтобы представить себе размеры этого явления. Возьмем решетку с 1200 штр/мм, $r = 1000$ мм, $a = 50$ мм, $\varphi = 9^\circ 40'$ для $\lambda_0 = 1400$ Å. В табл. 1 представлены результаты расчета величины $\Delta l'$ для углов φ' до $\pm 5^\circ$, а также линейная длина спектра в мм и интервал длин волн в Å, соответствующие изменению угла дифракции от $-\varphi'$ до $+\varphi'$, т. е. угловой ширине спектра $2\varphi'$.

Таблица 1

φ'	$\varphi'^2 \cdot 10^4$	$\Delta l'$, мм	Длина спектра, мм	$\Delta \lambda$, Å	$\Delta d'$, мм
1°	3,03	0,015	17,4	290	-0,1
2	12,2	0,060	34,9	580	-0,4
3	27,4	0,137	52,4	870	-1,1
4	48,7	0,243	69,8	1160	-1,8
5	76,2	0,331	87,3	1460	-2,8

Из этой таблицы следует, что при допустимом уширении $\Delta l' = 0,25$ мм можно иметь длину спектра до 70 мм с интервалом длин волн 1200 Å при обратной дисперсии 16,5 Å/мм, т. е. ± 600 Å от λ_0 , принятой за середину спектра при $\varphi' = 0$. Если же ограничиться уширением $\Delta l' \leq 0,1$ мм, то угловая ширина спектра сокращается до $2\varphi' = 5^\circ$, а длина спектра — до 45 мм.

Форма фокальной кривой d' довольно сложная, (8) дает ее уравнение в полярных координатах. Считая угол φ' малым, можно получить прибли-

женное выражение для фокальной кривой d' в виде

$$d' = \frac{r}{1 + \cos \varphi} \left(1 - \frac{3}{4} \varphi'^2 \right). \quad (10)$$

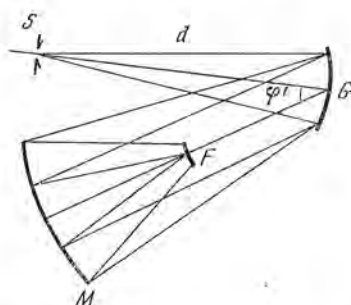
Из этого выражения следует, что фокальная кривая d' при малых углах дифракции касается дуги круга радиуса $d'_0 = r/(1 + \cos \varphi)$; при возрастании углов φ' кривая идет круче дуги этого круга. Характер отступлений $\Delta d'$ приведен в последнем столбце табл. 1 для указанной выше решетки ($d'_0 = 503,57$ мм). Для второй фокальной кривой \bar{d}' имеем подобным образом

$$\bar{d}' = \frac{r}{1 + \cos \varphi} \left(1 + \frac{\varphi'^2}{4} \right). \quad (10a)$$

Эта кривая при возрастании углов φ' отстает от дуги указанного круга в другую сторону и расстояние между точками двух фокальных кривых возрастает пропорционально величине φ'^2 , как и следует из (9a).

Рис. 2. Обращенная схема Вадсворта

S — входная щель спектрографа;
 G — вогнутая дифракционная решетка;
 M — сферическое зеркало;
 F — фокальная поверхность



«Обращенная» схема Вадсворта. Представляет интерес модификация классической схемы Вадсворта, которую можно определить как обращенную схему. На вогнутую сферическую решетку падает расходящийся от входной щели спектрографа пучок лучей (рис. 2); щель располагается приблизительно на половине радиуса кривизны решетки. Дифрагированные решеткой пучки лучей фокусируются параболическим [8] или сферическим [9, 10] зеркалами. Такая схема была использована для ракетных исследований ультрафиолетового излучения полярных сияний [9]. Основное ее преимущество — возможность повышения светосилы (освещенности на фотопластинке) по сравнению с классической схемой в 2—4 раза при использовании короткофокусных зеркал для фокусировки спектра. Расположение решетки в центре кривизны сферического зеркала (принцип Шмидта) является обязательным и позволяет устранить сферическую аберрацию зеркала.

Рассмотрим подробнее свойства этой схемы. Условие (3) фокусировки в меридиональном сечении при $d' = \infty$ дает положение щели спектрографа

$$d = \frac{r \cos^2 \varphi}{\cos \varphi + \cos \varphi'}. \quad (11)$$

Для сагиттального сечения из (4), используя фиксированное условием (11) положение щели, находим

$$\bar{d}' = - \frac{r}{\cos \varphi + \cos \varphi'} \operatorname{ctg}^2 \varphi.$$

Если по условию $d' = \infty$, то \bar{d}' — второй, сагиттальный фокус находится на конечном расстоянии, что приводит к астигматизму. Только при $\varphi = 0$ обе величины d' и \bar{d}' обращаются в бесконечность. Отсюда следует выбор угла падения на решетку, необходимо иметь $\varphi = 0$, т. е. щель спект-

рографа следует располагать на нормали к решетке на расстоянии

$$d = \frac{r}{1 + \cos \varphi'} \quad (11a)$$

Угол дифракции φ' определяется условием (1) и зависит от длины волны λ ; таким образом, $d = f(\lambda)$. Можно выбрать вполне определенное значение φ'_0 для некоторой средней длины волны λ_0 в спектре и установить щель на соответствующем расстоянии

$$d_0 = \frac{r}{1 + \cos \varphi'_0} \quad (11b)$$

и для этой же длины волны будем иметь $d' = \bar{d}' = \infty$. Для всех остальных длин волн рассматриваемого интервала спектра условие (11a) не будет выполняться, после дифракции соответствующие пучки лучей не будут параллельными (своеобразный хроматизм положения).

Фокальные кривые всей системы определяются двумя условиями. Первое — для параллельных пучков всех направлений, падающих на сферическое зеркало, фокальная поверхность является частью сферической поверхности с радиусом кривизны $\rho/2$ (ρ — радиус кривизны сферического зеркала) и располагается на середине между сферическим зеркалом и решеткой. Второе — пучки лучей от решетки, кроме среднего для λ_0 , не параллельны, поэтому должны наблюдаться отступления от указанной поверхности, причем разные для меридионального (d') и сагиттального (\bar{d}') сечений; должен проявляться астигматизм, постоянно увеличивающийся в обе стороны от λ_0 , где он отсутствует по условию.

Характер этих отступлений можно оценить следующим образом; для $\lambda < \lambda_0$ угол дифракции $\varphi' < \varphi'_0$, и на основании (11a) и (11b) $d_\lambda < d_0$. Если бы щель была расположена на расстоянии d_λ , то после дифракции пучок лучей был бы параллельным. Однако щель находится несколько дальше, поэтому пучок лучей пойдет от решетки на сферическое зеркало сходящимся, зеркало его сфокусирует несколько ближе своего фокуса. Наоборот, для другого конца спектра $\lambda > \lambda_0$ и $\varphi' > \varphi'_0$, $d_\lambda > d_0$ — пучок лучей после дифракции пойдет расходящимся, и зеркало сфокусирует его дальше своего фокуса. Таким образом, фокальная поверхность будет несколько сдвинута коротковолновым концом ближе к зеркалу, длинноволновым — от зеркала. Имеет место некоторый поворот фокальной поверхности относительно идеальной (для строго параллельных пучков).

Величину отступлений можно рассчитать из условий фокусировки для дифракционной решетки и сферического зеркала. Для дифракционной решетки в нашем случае мы имеем $\varphi = 0$ и $\bar{d}_0 = r/(1 + \cos \varphi'_0)$. В соответствии с условиями (3) и (4) получаем

$$\frac{1}{d_0} + \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} = \frac{1 + \cos \varphi'}{r}, \quad \frac{1}{\bar{d}_0} + \frac{1}{\bar{d}'} = \frac{1 + \cos \varphi'}{r}.$$

Примем $\varphi' = \varphi'_0 \pm \Delta\varphi'$ в пределах небольшого изменения углов дифракции. Отметим, что размеры сферического зеркала ограничивают интервал длин волн и на краях спектра создают заметное виньетирование дифрагированных пучков. Из приведенных выше условий фокусировки находим:

$$d' = -\frac{r \cos^2 \varphi'}{\Delta\varphi' \sin \varphi'_0} \quad \text{и} \quad \bar{d}' = -\frac{r}{\Delta\varphi' \sin \varphi'_0} \quad (12)$$

Выражения (12) определяют положение вершин дифрагированных пучков относительно дифракционной решетки. Эти же вершины являются как бы источниками, откуда выходят пучки лучей, падающие на сферическое зеркало, расположенное на расстоянии ρ от решетки. Так как абсо-

лютные значения расстояний d' и \bar{d}' довольно велики по сравнению с радиусом кривизны зеркала, то мы можем их принять в качестве расстояний от сферического зеркала, изменив только знак на обратный. Тогда при помощи формулы сферического зеркала можем найти величины s' и \bar{s}' — фокусов пучков после сферического зеркала для меридионального и сагиттального сечений:

$$s' = \frac{\rho}{2} \left(1 + \frac{\rho}{2r} \Delta\varphi' \frac{\sin \varphi_0'}{\cos^2 \varphi'} \right), \quad \bar{s}' = \frac{\rho}{2} \left(1 + \frac{\rho}{2r} \Delta\varphi' \sin \varphi_0' \right).$$

При $\Delta\varphi' = 0$, т. е. для длины волны λ_0 , оба фокуса совпадают: $s' = \bar{s}' = \rho/2$. Если $\Delta\varphi' > 0$ ($\lambda > \lambda_0$ — длинноволновый конец спектра), то $s' > \rho/2$ и спектр фокусируется дальше, а для $\Delta\varphi' < 0$ — ближе фокуса параллельных пучков. Приведенные формулы позволяют рассчитать величину смещения фокальной кривой от дуги круга радиуса $\rho/2$.

Рассмотрим пример: $r = 1000$ мм, $\rho = 500$ мм, $\varphi_0' = 7^\circ$ ($\lambda_0 = 1000$ Å), $\Delta\varphi' = \pm 4^\circ$. В этом случае смещение фокальной кривой от дуги круга радиуса $\rho/2$ составляет 0,5 мм для длинноволнового конца спектра ($\lambda = 1600$ Å) и $-0,5$ мм для коротковолнового ($\lambda = 400$ Å). Надо отметить, что астигматизм здесь невелик, астигматическая разность определяется только наличием $\cos^2 \varphi'$ в выражении для s' :

$$\Delta_{\text{аст}} = \bar{s}' - s' = -\frac{\rho^2}{4r} \Delta\varphi' \sin \varphi_0' \operatorname{tg}^2 \varphi'.$$

Так как $\cos^2 \varphi' < 1$, то фокальная кривая s' сдвинута относительно дуги радиуса $\rho/2$ несколько больше, чем кривая для \bar{s}' . Вообще эта разница мала и для принятого нами случая составляет всего лишь 0,02 мм для длинноволнового конца спектра и 0,0014 мм — для коротковолнового.

Таким образом, в такой «обращенной» схеме Вадсворта мы имеем вполне стигматический спектр, а повышение светосилы системы, соответствующее уменьшению отношения ρ/r , приводит к лучшему совпадению фокальных кривых с дугой круга радиуса $\rho/2$.

Двойная схема Вадсворта. В рассмотренной только что «обращенной» схеме Вадсворта спектр получается на оптической оси зеркала в пределах падающих от решетки пучков. Размещение здесь кассеты с фотопленкой приводит к заметному ограничению светового потока. Небольшим наклоном сферического зеркала спектр можно расположить вне падающего пучка, что может привести к появлению нежелательных аберраций. Выведение спектра в сторону можно сделать, взяв вместо сферического зеркала вогнутую решетку, которая будет давать спектр в стороне от падающих на нее лучей.

Рассмотрим случай установки решеток друг относительно друга, когда штрихи решеток параллельны друг другу, т. е. обе решетки дают дифракцию в одной плоскости. В этом случае при Z-образной установке решеток (рис. 3, а) происходит компенсация дисперсий; на выходе после решетки при одинаковом числе штрихов обеих решеток получаем изображение входной щели в свете суммарного излучения того участка спектра, который выделяется второй решеткой, — своеобразный оптический фильтр для участка $\Delta\lambda$. Если вторая решетка имеет число штрихов больше, чем первая, то на нормали к ней получим спектр с дисперсией, равной разности дисперсий двух решеток.

Возможна здесь X-образная установка (рис. 3, б), когда нормали решеток пересекаются. Легко видеть, что в этом случае дисперсии складываются, и, например, двумя одинаковыми решетками с 1200 штр/мм можно получить дисперсию, эквивалентную решетке с 2400 штр/мм. Преимущество такой схемы — в значительном снижении рассеянного излучения, так как вторая решетка формирует спектр только для участка длин волн, ограниченного ее размерами. Это обстоятельство весьма важно

для исследования ультрафиолетового спектра у источников с ярким длинноволновым участком спектра, например Солнца. Применение первой решетки с небольшим числом штрихов в 1 мм приводит к некоторому увеличению используемого интервала спектра, так же как и возможно более близкое расположение решеток друг к другу.

Кривизна фокальной кривой в этом случае будет складываться из собственной кривизны схемы Вадсворта (вторая решетка), условий (10) и (10а) и отступлений от этой кривой за счет того, что на вторую решетку

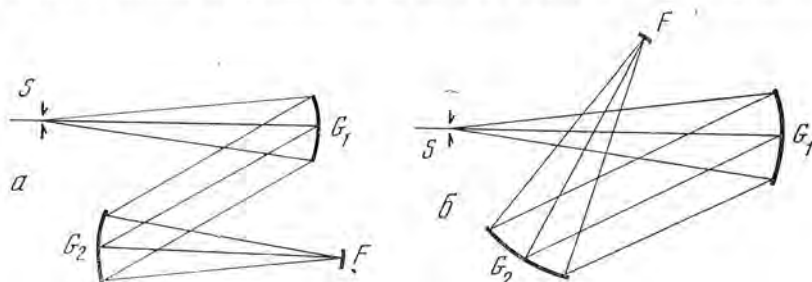


Рис. 3. Схемы двойной дифракции для двух вогнутых дифракционных решеток а — Z-схема; б — X-схема; S — щель спектрографа; G_1 и G_2 — дифракционные решетки; F — фокальная поверхность

падают слегка сходящиеся и расходящиеся пучки лучей, кроме среднего для λ_0 , строго параллельного (11б). Оценку этих отступлений можно сделать по (3) и (4). Для второй решетки для средней длины волны λ_0 имеем $d_2 = \infty$ и $\varphi'_2 = 0$; в этом случае из (3) следует

$$d'_2 = \frac{r_2}{1 + \cos \varphi_2}.$$

Для других длин волн угол дифракции φ'_2 отличается от нуля в пределах малой величины $\pm \Delta\varphi'_2$ (угловой ширины спектра). Примем для оценочных расчетов $\cos \varphi'_2 \approx 1$ (в пределах первого порядка малости). Расстояния d_2 отличаются от бесконечности, и их можно принять равными полученным в (12) для меридионального (d') и сагиттального (\bar{d}') сечений второй решетки, изменив у них знак на обратный. При этих допущениях находим из (3) и (4)

$$d'_2 \approx \frac{r_2}{1 + \cos \varphi_2} \left[1 + \Delta\varphi'_1 \frac{r_2}{r_1} \sin \varphi'_{0,1} \frac{\cos^2 \varphi_2}{(1 + \cos \varphi_2) \cos^2 (\varphi'_{0,1} + \Delta\varphi_1)} \right], \quad (13)$$

$$\bar{d}'_2 \approx \frac{r_2}{1 + \cos \varphi_2} \left[1 + \Delta\varphi'_1 \frac{r_2}{r_1} \sin' \varphi'_{0,1} \frac{1}{1 + \cos \varphi_2} \right].$$

Из этих выражений мы видим, что отступления имеют разный знак для длинноволнового ($\Delta\varphi'_1 > 0$) и коротковолнового ($\Delta\varphi'_1 < 0$) концов спектра, т. е. и в этом случае мы имеем дело как бы с поворотом фокальной кривой. Кроме того, для меридионального сечения отступления несимметричны относительно $\Delta\varphi'_1 = 0$, что определяется изменением в одном направлении величины $\cos^2 (\varphi'_{0,1} + \Delta\varphi'_1)$ в знаменателе выражения \bar{d}'_2 .

Для астигматической разности имеем в этом случае

$$\Delta_{\text{аст}} = r_2 \Delta\varphi'_1 \frac{r_2}{r_1} \frac{\sin \varphi'_{0,1}}{(1 + \cos \varphi_2)^2} \left[1 - \frac{\cos^2 \varphi_2}{\cos^2 (\varphi'_{0,1} + \Delta\varphi'_1)} \right].$$

Для комбинации решеток $r_1 = 1000$ мм и $r_2 = 500$ мм с одинаковым числом штрихов 1200 штр/мм ($\varphi_2 = \varphi_{0,1} = 7^\circ$) при $\Delta\varphi'_1 = 4^\circ$ имеем астигматическую разность всего лишь 0,02 мм; для $\Delta\varphi'_1 = -4^\circ$ астигматическая

разность вдвое меньше. Таким образом, для диапазона изменения углов $\Delta\varphi'_1 = \pm 4^\circ$ астигматизм в такой системе вообще невелик.

С целью увеличения интервала спектра (который ограничивается шириной заштрихованной поверхности второй решетки) выгодно первую решетку брать с меньшим числом штрихов на 1 мм, тогда угол дифракции $\varphi'_{0,1}$ луча с длиной волны λ_0 невелик, невелики также и угловые размеры спектра $\Delta\varphi'_1$. Влияние $\sin \varphi'_{0,1}$ при этом скажется на уменьшении отступлений в фокальной кривой и на уменьшении астигматизма. Для получения большей разрешающей способности по спектру целесообразно брать вторую решетку с большим числом штрихов на 1 мм, что приводит к увеличению угла φ_2 и к некоторому увеличению астигматической разности. Однако это увеличение не будет значительным, так как для вакуумной области спектра ($\lambda_0 \approx 1000 \text{ \AA}$) угол φ_2 все же будет небольшим.

3. Установка на круге Роуланда

При условии

$$d = r \cos \varphi, \quad d' = r \cos \varphi' \quad (14)$$

щель спектрографа и спектр располагаются на круге Роуланда. Из (4) при $r = \bar{r}$ находим выражение для сагиттального фокуса

$$\bar{d}' = \frac{r}{\cos \varphi' - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi}. \quad (14a)$$

Для астигматической разности получаем

$$\Delta_{\text{аст}} = r \frac{\sin^2 \varphi' + \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \cos \varphi'}{\cos \varphi' - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi}. \quad (14б)$$

Как было отмечено во введении, нас интересует область спектра короче 2000 \AA и условия значительного снижения астигматизма. Для установок на круге Роуланда астигматизм невелик около нормали к решетке. Этой областью мы и ограничим наше рассмотрение.

а) **Спектр на нормали к решетке.** Эта установка интересна тем, что спектр располагается по обе стороны от центра кривизны решетки и характеризуется практически постоянным значением дисперсии для значительного спектрального интервала.

В этом случае $\varphi' = 0$, $d' = r$ и $d = r \cos \varphi$, а угол падения φ находим из (1) условия дифракции. Для положения на нормали к решетке из (14a) находим

$$\bar{d}'_0 = \frac{r}{1 - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi} > r, \quad (15)$$

т. е. сагиттальный фокус располагается за кругом Роуланда на значительном от него расстоянии (рис. 4), равно примерно 14 мм для решетки с $r = 1000 \text{ мм}$ и 1200 штр/мм для $\lambda_0 = 1000 \text{ \AA}$. Мы имеем значительной величины астигматизм, недопустимый для решения поставленных во введении задач.

Уменьшение астигматизма возможно двумя способами.

Способ Сиркса. Поставим требование, чтобы на нормали также было $\bar{d}' = r$. Тогда из условия (4) находим, что источник S_2 (рис. 4) должен находиться на расстоянии $\bar{d}_2 = r/\cos \varphi$ для сагиттального сечения, т. е. на прямой CS_2 , которая получила название «прямой Сиркса». Таким образом, щель спектрографа должна находиться в точке S_1 , а диафрагма, ограничивающая высоту щели или ослабитель, — в точке S_2 . Или щель должна освещаться астигматическим пучком, горизонтальный фокус которого должен находиться в S_2 , а вертикальный — в S_1 .

Этот способ устраняет астигматизм только в точке C на нормали к решетке. В других точках спектра будет некоторый остаточный астигматизм.

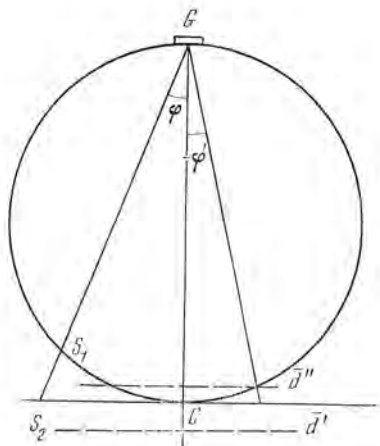


Рис. 4. Установка на круге Роуланда

- G — дифракционная решетка с центром кривизны C ;
- S_1 — входная щель;
- S_2C — прямая Сиркса;
- \bar{d}' — фокальная кривая сагиттального сечения для сферической решетки;
- \bar{d}'' — для тороидальной

Для его определения найдем фокусы лучей в меридиональном d' и сагиттальном \bar{d}' сечениях. Из (3) при $d = r \cos \varphi$ находим $d' = r \cos \varphi'$, т. е. фокус в меридиональном сечении всегда находится на круге Роуланда.

Для сагиттального сечения при $r = \bar{r}$ и $d_2 = r/\cos \varphi$ из (4) находим $\bar{d}' = r/\cos \varphi$, т. е. фокус в этом случае всегда находится на прямой Сиркса. Для астигматической разности имеем

$$\Delta_{\text{аст}} = r \sin \varphi' \operatorname{tg} \varphi'. \quad (16)$$

Сравнивая это выражение с (9), находим, что астигматическая разность в такой установке изменяется по спектру примерно так же, как для схемы Вадсворта, только по абсолютной величине вдвое быстрее.

Торическая решетка. Другой способ снижения астигматизма заключается в применении торической решетки с иным радиусом кривизны \bar{r} в сагиттальном сечении [11]. Как было отмечено (15), сагиттальный фокус находится вне круга Роуланда. Необходимо этот фокус совместить с кругом Роуланда, что можно сделать, взяв радиус кривизны в сагиттальном сечении $\bar{r} < r$. Можно это совмещение сделать для любой точки при угле дифракции φ' , поставив при этом условие $\bar{d}' = d'$ при $d = r \cos \varphi$. Используя условие (4), получаем для радиуса кривизны r сагиттального сечения

$$\bar{r} = r \cos \varphi \cos \varphi'. \quad (17)$$

Для совмещения фокусов в точке C при $\varphi' = 0$ имеем $\bar{r} = r \cos \varphi$. Фокальной кривой для меридионального сечения остается круг Роуланда, т. е. $d' = r \cos \varphi'$. Фокальную кривую для сагиттального сечения найдем из (4), приняв там $d = r \cos \varphi$ и $\bar{r} = r \cos \varphi$, считая угол φ' малым и разлагая $\cos \varphi'$ в ряд

$$\bar{d}' = r \left(1 + \frac{\varphi'^2}{2 \cos \varphi} \right). \quad (18)$$

Для астигматической разности, принимая $d' = r (1 - \varphi'^2/2)$, получим

$$\Delta_{\text{аст}} = \frac{r}{2} \varphi'^2 \left(1 + \frac{1}{\cos \varphi} \right).$$

В этом случае астигматическая разность растет с углом φ' несколько быстрее, чем в предыдущем случае при установке по Сирксу (16). В связи с этим практически выгоднее взять $\bar{r} = r \cos \varphi \cos \varphi'_0$, устранив астигматизм для некоторого значения угла дифракции φ'_0 , отличного от нуля. Тогда получим в спектре две стигматические точки для углов дифракции φ'_0 и $-\varphi'_0$, между которыми остаточный астигматизм можно сделать не больше заданной величины; нетрудно видеть, что для середины спектра

($\varphi' = 0$) остаточный астигматизм будет наибольшим. Легко рассчитать, что для решетки с $r = 1000$ мм, 1200 штр/мм угол падения $\varphi = 7^\circ$; при компенсации астигматизма для углов дифракции $\varphi'_0 = \pm 2^\circ, 5$ астигматическая разность на нормали ($\varphi' = 0$ и $\lambda_0 = 1000$ Å) составит 2 мм. Это при относительном отверстии $1 : 10$ даст уширение спектра $0,2$ мм. К длинам волн 1350 и 650 Å астигматическая разность будет падать до нуля, затем довольно быстро возрастать. Радиус кривизны решетки в сагиттальном сечении 992 мм.

б) **Нормальное падение света на решетку.** В этом случае $d = r$, $\varphi = 0$ и $d' = r \cos \varphi$ — спектр находится на круге Роуланда. Сагиттальный фокус $d' = r/\cos \varphi$ располагается на прямой Сиркса. Астигматическая разность $\Delta = r \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi'$ растет по мере увеличения угла дифракции. С точки зрения величины астигматизма эта установка менее выгодна по сравнению с получением спектра на нормали к решетке.

Астигматизм в этом случае возможно исправить, используя сферическую вогнутую решетку с переменным шагом [1, 12]. Теория таких решеток изложена в [4]. Смысл компенсации заключается в деформации круга Роуланда, в приближении его к прямой Сиркса, где, как мы установили, находится сагиттальный фокус решетки.

Пусть расстояние между штрихами решетки меняется по линейному закону $e(y) = e_0(1 + \mu y)$, тогда число штрихов $m(y)$ (формула (2))

$$m(y) = \frac{1}{e_0} \left(y - \mu \frac{y^2}{2} \right).$$

В этом случае для сферической решетки $r = \bar{r}$ последние два члена (2) принимают другой вид:

$$V(y, z) = \frac{y^2}{2} \left(\frac{\cos^2 \varphi}{d} + \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} - \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{r} + \frac{k\lambda}{e_0} \mu \right) + \frac{z^2}{2} \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} - \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{r} \right). \quad (19)$$

Потребуем компенсации астигматизма для угла дифракции $\varphi'_0 = 0$. Тогда второе слагаемое обращается в нуль при условии

$$d'_0 = r/\cos \varphi \text{ и } \bar{d}' = r/\cos \varphi.$$

Это прямая Сиркса для падающего и дифрагированного лучей в сагиттальном сечении. Из условия обращения в нуль первого слагаемого найдем параметр μ переменного шага решетки. Введем в первое слагаемое найденные значения для расстояний d и $d' = \bar{d}'$ (условие компенсации астигматизма для $\varphi' = \varphi_0$):

$$\cos^3 \varphi + \cos^3 \varphi'_0 - (\cos \varphi + \cos \varphi'_0) + r \frac{k\lambda_0}{e_0} \mu = 0.$$

Решение этого уравнения дает значение параметра

$$\mu = \frac{\sin^2 \varphi \cos \varphi + \sin^2 \varphi'_0 \cos \varphi'_0}{r (\sin \varphi + \sin \varphi'_0)}. \quad (20)$$

В случае нормального падения на решетку при $\varphi = 0$ имеем

$$\mu = \frac{\sin 2\varphi'_0}{2r}.$$

Фокальную кривую для меридионального сечения получим, введя в первый член (19) значение d и найденное значение μ :

$$d'(\varphi') = \frac{r \cos \varphi'}{1 - 0,5 \sin 2\varphi'_0 \operatorname{tg} \varphi'}. \quad (21)$$

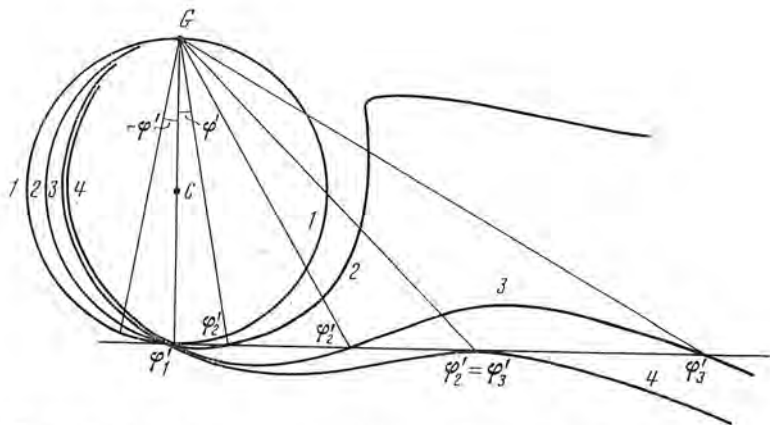


Рис. 5. Фокальные кривые меридионального сечения для сферической решетки G с переменным шагом

1 — круг Роуленда с центром в C ; 2 — кривая для $\varphi_0' = 10^\circ$; 3 — для $\varphi_0' = 30^\circ$; 4 — для $\varphi_0' = 45^\circ$

Сравнивая (21) с (14), мы видим, что знаменатель у (21) отличает эту фокальную кривую от фокальной кривой d'_R круга Роуленда и существенным образом его деформирует. Действительно, при $\varphi' < 0$ знаменатель в (21) больше единицы и $d'(\varphi') < d'_R$; эта часть кривой лежит внутри круга Роуленда (рис. 5). При $\varphi' > 0$ знаменатель меньше единицы и $d'(\varphi') > d'_R$; эта часть кривой лежит вне круга Роуленда и пересекает круг при $\varphi' = 0$. Для определения положения стигматических точек определим астигматическую разность

$$\Delta_{аст} = r \operatorname{tg} \varphi' \frac{\cos(\varphi_0' + \varphi') \sin(\varphi' - \varphi_0')}{\cos \varphi' - \sin \varphi_0' \cos \varphi_0' \sin \varphi'} \quad (22)$$

Анализ этой формулы показывает, что $\Delta_{аст} = 0$ для трех значений угла дифракции φ' : $\varphi_1' = 0$, $\varphi_2' = \varphi_0'$ и $\varphi_0' + \varphi_3' = 90^\circ$, т. е. $\varphi_3' = 90 - \varphi_0'$. В этих трех точках пересекаются фокальные кривые (рис. 5) и наблюдается компенсация астигматизма. При условии

$$\operatorname{ctg} \varphi' = \frac{1}{2} \sin 2\varphi_0'$$

обращается в нуль знаменатель и соответствующий радиус-вектор становится асимптотой фокальной кривой меридионального сечения. При $\varphi_0' = 45^\circ$ и $\varphi_2' = \varphi_3'$ — две точки пересечения сливаются в одну и меридиональная фокальная кривая касается прямой Сиркса. При $\varphi_0' > 45^\circ$ компенсация астигматизма невозможна. Для нашего случая нормального падения представляет интерес участок между двумя первыми точками пересечения. Можно, очевидно, так выбрать угол φ_0' и параметр μ , чтобы остаточная астигматическая разность была на всем участке до $\varphi' = \varphi_0'$ и несколько дальше достаточно малой. В табл. 2 приведены величины остаточного астигматизма для решетки $r = 500$ мкм, 1200 штр/мм при компенсации для $\lambda_0 = 1600$ Å ($\mu = 3,77 \cdot 10^{-4}$ мм $^{-1}$). Данные таблицы показывают, что в пределах до 1900 Å величина астигматической разности не превосходит 5 мкм.

в) Автоколлимационная установка (схема Иглы). Решетка сферическая, угол падения $\varphi_0 = \varphi'$ находится из условия $2 \sin \varphi_0 = N\lambda_0$. Для других углов дифракции сохраняется условие (1) для первого порядка спектра $\sin \varphi_0 + \sin \varphi' = N\lambda$. Щель находится на круге Роуленда на расстоянии $d = r \cos \varphi_0$, фокальная кривая меридионального сечения, как следует из (3), $d' = r \cos \varphi'$ тоже находится на круге Роуленда. Вторая

$\lambda, \text{Å}$	φ'	$\Delta_{\text{аст}}, \text{мм}$	$\lambda, \text{Å}$	φ'	$\Delta_{\text{аст}}, \text{мм}$
600	$4^{\circ}07'$	-4,3	1400	$9^{\circ}40'$	-2,0
800	5 31	-4,6	1600	11 04	0,0
1000	6 54	-4,2	1800	12 22	2,7
1200	8 17	-3,4	2000	13 53	6,0

фокальная кривая сагиттального сечения определяется из (4) при $r = \bar{r}$:

$$\bar{d}' = \frac{r \cos \varphi}{\cos \varphi' \cos \varphi_0 - \sin^2 \varphi_0}.$$

Астигматическая разность

$$\Delta_{\text{аст}} = r \frac{\cos \varphi_0 \sin^2 \varphi' + \cos \varphi' \sin^2 \varphi_0}{\cos \varphi_0 \cos \varphi' - \sin^2 \varphi_0}.$$

Астигматизм в этой установке довольно велик, подобно рассмотренному ранее (раздел 3а) в установке со спектром на нормали. Снижение астигматизма возможно двумя способами: применением торической решетки или решетки с переменным шагом.

Торическая решетка. Сагиттальный радиус кривизны определяем из условия, чтобы астигматизм отсутствовал для длины волны, соответствующей углу дифракции φ'_0 . Тогда из (4) при $d = r \cos \varphi_0$ и $d' = \bar{d}' = r \cos \varphi'_0$ находим $\bar{r} = r \cos \varphi_0 \cos \varphi'_0$. Фокальная кривая сагиттального сечения и астигматическая разность имеют довольно сложный вид:

$$\bar{d}' = \frac{r \cos \varphi_0 \cos \varphi'_0}{\cos \varphi_0 - \cos \varphi'_0 + \cos \varphi'}, \quad \Delta_{\text{аст}} = \frac{r (\cos \varphi_0 + \cos \varphi') (\cos \varphi'_0 - \cos \varphi')}{\cos \varphi_0 + \cos \varphi' - \cos \varphi'_0}.$$

В случае устранения астигматизма для точки автоколлимации, т. е. при $\varphi'_0 = \varphi_0$, эти выражения упрощаются:

$$\bar{r} = r \cos^2 \varphi_0, \quad \bar{d}' = r \frac{\cos^2 \varphi_0}{\cos \varphi'}, \quad \Delta_{\text{аст}} = r \frac{\cos^2 \varphi_0 - \cos^2 \varphi'}{\cos \varphi'}.$$

Легко видеть, что при $\varphi' < \varphi_0$ $\Delta_{\text{аст}} < 0$, т. е. фокальная кривая сагиттального сечения проходит внутри круга Роуанда. Это обстоятельство представляется выгодным, так как обе фокальные кривые идут здесь довольно близко, они быстро расходятся только для углов $\varphi' > \varphi_0$, где $\Delta_{\text{аст}} > 0$.

Для решетки $r = 1000 \text{ мм}$, 1200 штр/мм и $\lambda_0 = 2000 \text{ Å}$ по приведенным выше формулам находим $\varphi_0 = 7^{\circ}$, $\bar{r} = 985 \text{ мм}$. Для $\varphi' = 0$, т. е. на нормали для $\lambda_0 = 1000 \text{ Å}$, имеем $\Delta_{\text{аст}} = 14,4 \text{ мм}$. Для решетки с $r = 500 \text{ мм}$ астигматическая разность снижается до 7 мм .

Решетка с переменным шагом. Для определения параметра решетки воспользуемся формулой (20). В нашем случае $\varphi = \varphi_0 = \varphi_0$ и для параметра переменности получаем такое же значение, как и в случае нормального падения: $\mu = \sin 2\varphi_0/2r$. Фокальная кривая сагиттального сечения имеет такой же вид, как и для $\varphi = 0$. От случая нормального падения отличается только тем, что сейчас входная щель расположена в точке $\varphi_2 = \varphi_0 = \varphi_0$ и мы рассматриваем спектр, находящийся по обе стороны от этой точки. В сторону меньших углов дифракции ($\varphi' < \varphi_0$) мы приходим к разобранному ранее случаю с $\varphi = 0$, в сторону $\varphi' > \varphi_0$ астигматическая разность в соответствии с (22) быстро возрастает.

В качестве примера укажем, что для решетки с $r=500$ м.м и 1200 штр/м.м при автоколлимационной установке для 2500 \AA $\mu = 3 \cdot 10^{-4}$ м.м⁻¹. На участке спектра между 1000 и 2500 \AA астигматическая разность не превосходит величины $2,7$ м.м. Точная компенсация астигматизма наблюдается для 1250 и 2500 \AA .

4. Установка вогнутой дифракционной решетки вне круга Роуанда

В разобранных выше случаях установок решетки на круге Роуанда мы можем получить спектр со сниженным астигматизмом преимущественно близко к нормали к решетке, т. е. для небольших значений углов падения и дифракции. Это вполне отвечает принятому нами ограничению только коротковолновой областью спектра. Однако при этом возникают трудности конструктивного характера в размещении на близком расстоянии друг от друга узлов входной щели и кассетной коробки для фотопленки. В связи с этим представляется целесообразным раздвинуть эти два узла в направлении радиус-векторов d и d' , например, щель расположить вне круга Роуанда на расстоянии $d > r \cos \varphi$, а спектр — внутри при $d' < r \cos \varphi'$ или наоборот.

Вообще говоря, такое расположение не противоречит основным условиям фокусировки (3) и (4), которые имеют бесконечное множество решений. Указания на возможности использования таких установок имеются. Так, в [13] предлагается установка приемника внутри круга Роуанда при больших углах падения для области мягкого рентгена. При этом отмечается уменьшение астигматизма и сферических aberrаций по сравнению с установкой на круге Роуанда при тех же углах падения и дифракции. В [14] рассматриваются возможности создания новых установок вогнутой дифракционной решетки с фокусировкой спектра вне круга Роуанда. Там же дается общий вид получающихся при этом фокальных кривых для меридионального сечения.

Есть еще одно соображение, которое заставляет исследовать такие варианты для решения поставленной задачи — поиска приемов для снижения астигматизма. Возьмем две схемы: схему Вадсворта и схему на круге Роуанда. В схеме Вадсворта при угле падения φ астигматизм устранен на нормали к решетке (9); для круга Роуанда при угле падения φ на нормали к решетке имеется значительный астигматизм, сагиттальная кривая проходит вне круга Роуанда (рис. 4). Можно ожидать, что при перемещении спектра внутри круга Роуанда к его центру обе фокальные кривые будут сближаться. Если еще дополнительно использовать торическую решетку, то можно рассчитывать, что остаточный астигматизм может быть еще более снижен.

Рассмотрим сначала сферическую решетку с установкой вне круга Роуанда; условия (3) и (4) остаются справедливыми, в (4) примем $r = \bar{r}$. Условие (3) удовлетворяется в общем виде при

$$\frac{\cos^2 \varphi}{\bar{d}} - \frac{\cos \varphi}{r} = -\frac{1}{D}, \quad \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} - \frac{\cos \varphi'}{r} = \frac{1}{D},$$

где D — некоторый параметр, имеющий размерность длины.

Отсюда находим

$$d = \frac{rD \cos^2 \varphi}{D \cos \varphi - r}, \quad d' = \frac{rD \cos^2 \varphi'}{r + D \cos \varphi'}. \quad (23)$$

Рассматривая эти выражения, приходим к заключению, что если $D > 0$, то должно быть выполнено условие $D > r/\cos \varphi$, так как не может быть $d < 0$. Кроме того, $d > r \cos \varphi$ и $d' < r \cos \varphi'$, т. е. в этом случае щель располагается вне круга Роуанда, а спектр — внутри. Легко видеть, что при $D < 0$ расположение обратное.

При $D = \infty$ (23) имеем круг Роуланда, схему Вадсворта получим при $\bar{d} = \infty$, откуда из (23) следует $D = r/\cos \varphi$.

Таким образом, определен диапазон возможных значений D :

$$r/\cos \varphi \leq D \leq \infty.$$

Он дает нам все возможные положения щели вне круга Роуланда и спектра — внутри.

Целесообразно представить себе возможные вариации расстояний \bar{d} и \bar{d}' при различных значениях параметра D . Для упрощения оценки примем значения углов φ и φ' , входящих в (23), малыми, т. е. косинусы будем считать равными единице. Такое упрощение вполне отвечает сделанному ранее заключению о наиболее пригодных для наших целей схемах установок при малых углах падения и дифракции. Ниже приведены некоторые данные для параметра D в единицах r и соответствующие им значения величин \bar{d} и \bar{d}' .

D	10	8	5	4	3	2
\bar{d}	1,11	1,143	1,25	1,33	1,50	2,00
\bar{d}'	0,91	0,89	0,834	0,80	0,75	0,67

Выражения (23) дают одну фокальную кривую для меридионального сечения, другую получим из (4), подставив туда принятое по (23) значение для \bar{d} (примем также $r = \bar{r}$):

$$\bar{d}' = \frac{r}{\cos \varphi' - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi + \frac{r}{D \cos^2 \varphi}}. \quad (24)$$

Сравнивая с (14а), находим, что при $D > 0$ новое значение \bar{d}' меньше, чем для круга Роуланда.

Полное выражение для астигматической разности имеет в этом случае довольно сложный вид:

$$\Delta_{\text{аст}} = r \frac{\sin^2 \varphi' + \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \cos \varphi' - \frac{r}{D} \frac{\cos^2 \varphi' - \cos^2 \varphi}{\cos^2 \varphi \cos \varphi'}}{\left(\cos \varphi' - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi + \frac{r}{D \cos^2 \varphi} \right) \left(1 + \frac{r}{D \cos \varphi'} \right)}.$$

При $D = \infty$ оно переходит в (14б) для круга Роуланда, а при $D = r/\cos \varphi$ — в выражение (9) для схемы Вадсворта. Для наглядности его можно несколько упростить, выделив в выражениях (23) и (24) части, соответствующие положению на круге Роуланда.

Будем считать величины r/D малыми и ограничимся разложением в ряд по степеням r/D . Тогда имеем

$$\begin{aligned} \bar{d}' &= r \cos \varphi' \left(1 - \frac{r}{D \cos \varphi'} \right), \\ \bar{d}' &= \frac{r}{\cos \varphi' - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi} \left[1 - \frac{r}{D \cos^2 \varphi (\cos \varphi' - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)} \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

После этого находим

$$\Delta_{\text{аст}} = r \left[\frac{\sin^2 \varphi' + \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \cos \varphi'}{\cos \varphi' - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi} - \frac{r}{D} \left(\frac{1}{(\cos \varphi \cos \varphi' - \sin^2 \varphi)^2} - 1 \right) \right]. \quad (25a)$$

Первый член представляет собой астигматическую разность $\Delta_{\text{аст}}^0$ для круга Роуланда, тогда

$$\Delta_{\text{аст}} = \Delta_{\text{аст}}^0 - r \frac{r}{D} \left[\frac{1}{(\cos \varphi \cos \varphi' - \sin^2 \varphi)^2} - 1 \right]. \quad (25b)$$

Так как углы φ и φ' одновременно не могут быть нулями, то дробь в поправочном члене существенно положительна и больше единицы. Поэтому

астигматическая разность уменьшается при расположении спектра внутри круга Роуланда, что мы и предполагали из общих соображений. Наоборот, при $D < 0$, т. е. при расположении спектра вне круга Роуланда, астигматическая разность увеличивается.

После этих самых общих соображений рассмотрим случай получения спектра на нормали к решетке (раздел 3а для круга Роуланда). В этом случае при заданном значении угла падения φ и для точки спектра на нормали ($\varphi' = 0$) имеем

$$d = \frac{r \cos \varphi}{1 - r/D \cos \varphi}, \quad d' = \frac{r}{1 + r/D}, \quad \bar{d}' = \frac{r}{1 - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi + r/D \cos^2 \varphi},$$

$$\Delta_{\text{аст}} = r \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi \frac{1 - r/D \cos \varphi}{(1 - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi + r/D \cos^2 \varphi)(1 + r/D)}.$$

Для примера с решеткой 1200 штр/мм, $r = 1000$ мм и для $\lambda_0 = 1500$ Å на нормали ($\varphi = 10^\circ 20'$) при $r/D = 0,1$ имеем $\Delta_{\text{аст}} = 24,5$ мм вместо 33 мм для круга Роуланда, а при $r/D = 0,2$ уже $\Delta_{\text{аст}} = 18,7$ мм имеем существенное сближение фокальных кривых d' и \bar{d}' . В частности, для такой же решетки с $r = 500$ мм при $r/D = 0,5$ имеем $d = 625$ мм, $d' = 417$ мм (для нормали) и $\Delta_{\text{аст}} = 9,4$ мм. Эта астигматическая разность несколько возрастает для участков спектра вне нормали. Так, при $\varphi' = \pm 3^\circ$, т. е. для длин волн 1940 и 1060 Å, она достигает значения 14 мм. Размеры надельной части такой решетки 50×40 мм² [5], что дает относительное отверстие со стороны спектра 1 : 10. При этом уширение спектра в середине равно 1 мм, а на краях до 1,5 мм при линейной дисперсии 10 Å/мм.

Снизить астигматическую разность можно, как и в случае раздела 3а, применяя слабо торическую решетку. При этом для меридионального сечения остаются в силе значения (23) для d и d' . Для сагиттального сечения радиус кривизны найдем из (4), используя значение d и приняв $\bar{d}' = d'$ для некоторого угла дифракции φ'_0 , например для концов принятого нами интервала спектра:

$$\bar{r} = r \frac{\cos \varphi \cos \varphi'_0}{1 + \frac{r}{D} \left(\frac{1}{\cos \varphi} - \frac{1}{\cos \varphi'_0} \right)}.$$

Так как $\cos \varphi'_0 > \cos \varphi$, то радиус кривизны тора меньше, чем в случае расположения на круге Роуланда.

Фокальную кривую для \bar{d}' сагиттального сечения можем найти из (4), подставив туда полученное значение для \bar{r} :

$$\frac{1}{\bar{d}'} = \frac{\cos \varphi + \cos \varphi' - \cos \varphi'_0}{r \cos \varphi \cos \varphi'_0} + \frac{1}{D} \frac{(\cos \varphi - \cos \varphi'_0)(\cos \varphi + \cos \varphi') + \cos^2 \varphi_0}{\cos^2 \varphi \cos^2 \varphi'_0}.$$

При $\varphi' = \varphi'_0$ это выражение дает в соответствии с (23)

$$\frac{1}{\bar{d}'} = \frac{\cos \varphi'_0 + r/D}{r \cos^2 \varphi'_0} = \frac{1}{d'},$$

т. е. оба фокуса совпадают и мы имеем компенсацию астигматизма в точках спектра при $\varphi' = \pm \varphi'_0$. На нормали к решетке компенсации астигматизма нет, сагиттальная фокальная кривая пойдет ближе к решетке, как это было в случае автоколлимационной установки на круге Роуланда (раздел 3в).

Давать общую формулу для астигматической разности мы здесь не будем, она довольно сложная. Проще произвести расчет для некоторого конкретного случая и определить отрезки d' и \bar{d}' для $\varphi' = 0$ и астигматическую разность $\bar{d}' - d'$. Для приведенного выше примера с решеткой

1200 штр/мм, $r = 500$ мм при $r/D = 0,2$, установленной для угла падения $\varphi_0 = 10^\circ 20'$ (на нормали $\lambda_0 = 1500$ Å), при компенсации астигматизма для углов $\varphi' = \pm 3^\circ$ (длины волн 1940 и 1060 Å) астигматическая разность $\Delta_{\text{аст}} = -2,5$ мм. Это наибольшая величина для принятого нами интервала спектра. Ее можно еще снизить, если компенсацию провести для несколько меньших углов, чем $\varphi'_0 = 3^\circ$. Правда, тогда на концах спектра появится некоторая положительная астигматическая разность.

Таким образом, комбинация вынесения щели вне круга Роуленда и применения слабо торической решетки позволяет получить достаточно приемлемую величину остаточного астигматизма при автоколлимационной установке решетки.

Ноябрь 1973 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ф. М. Герасимов, Э. А. Яковлев, И. В. Пейсахсон, Б. В. Кошелев. Оптика и спектроскопия, 1970, 28, № 4, 790.
2. С. А. Стрежнев, А. И. Андреева. Оптика и спектроскопия, 1970, 28, № 4, 796.
3. С. А. Стрежнев, А. И. Андреева, А. З. Хабаров. Оптика и спектроскопия, 1972, 33, № 3, 369.
4. С. А. Стрежнев, А. И. Андреева. Журн. прикл. спектр., 1972, 17, № 1, 156.
5. И. В. Пейсахсон. Оптика спектральных приборов, Л., 1970.
6. И. М. Нагибина, В. К. Прокофьев. Спектральные приборы и техника спектроскопии. Л., 1967.
7. T. Namioka. J. Opt. Soc. America, 1959, 49, 446, 951.
8. D. C. Morton. Planet. Space Sci., 1962, 9, 459.
9. A. Monfils, J. M. Vreux. J. Scient. Instrum., 1967, 44, N5, 357.
10. J. M. Vreux. Bull. Acad. Roy. Belgique, 5 Ser, 1969, 55, N3, 181.
11. H. Greiner, E. Schäffer. Optik, 1959, 16, 288, 350.
12. Sakayanagi Yoshimi. Sci. Light, 1967, 16, 129.
13. M. Sawada. Nature, 1968, 217, 1247.
14. А. В. Иванов, Л. Д. Тимакова. ОМП, 1971, № 5, 66.

ОПТИМАЛЬНАЯ СХЕМА ДЛЯ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ВОГНУТОГО НЕСФЕРИЧЕСКОГО ЗЕРКАЛА КОМПЕНСАЦИОННЫМ МЕТОДОМ МАКСУТОВА

Р. Е. Гершберг, В. А. Темненко

Получены общие формулы, необходимые для расчетов компенсационной схемы контроля качества вогнутого несферического зеркала по методу Максудова: размера и радиуса кривизны дополнительного сферического зеркала, общих габаритов системы, остаточных aberrаций. Эти общие соотношения использованы для выбора оптимальной системы контроля качества 2,6-м параболического зеркала.

ON THE OPTIMAL SCHEME FOR A CONCAVE ASPHERICAL MIRROR CONTROL BY MAKSUTOV'S COMPENSATION METHOD, by R. E. Gershberg, V. A. Temnenko. — General formulas for calculation the Maksutov's compensation scheme for a concave aspherical mirror control (dimensions and a radius of curvature of an additional spherical mirror, a total size of the scheme, residual aberrations) are presented. These general formulas are used to choice an optimal system of the mirror control for 2,6 m paraboloid.

Максудовский компенсационный метод контроля оптических зеркал [1—3] в применении к вогнутому параболюиду заключается в следующем. Для контроля изготавливаемого параболического зеркала подбирается такое вогнутое сферическое зеркало, которое, будучи освещено гомоцентрическим пучком из некоторой осевой точки, освещает параболюид таким

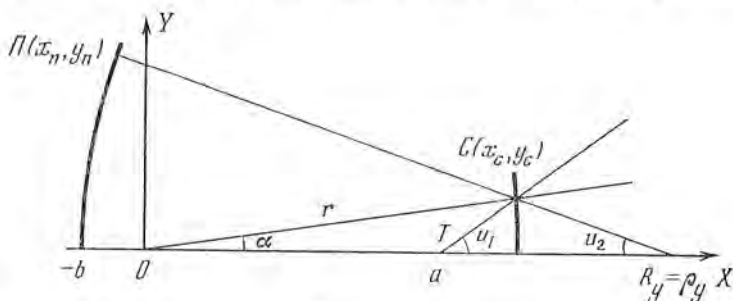


Рис. 1. Схема контроля качества несферического вогнутого зеркала в компенсационном методе Д. Д. Максудова

расходящимся пучком, что его aberrации соответствуют aberrациям нормалей параболюида; поэтому пучок, отраженный от параболюида и затем от сферы, опять становится гомоцентрическим, что и позволяет исследовать систему методом ножа Фуко в его наиболее чувствительном виде. Схема такой оптической системы дана на рис. 1: O — центр кривизны сферического зеркала радиуса r , a и b — расстояния от центра кривизны сферического зеркала до точечного источника (T) и вершины исследуемого параболюида соответственно. Расчет системы контроля заключается

в подборе оптимальных величин r , a и b для заданного параболического зеркала. Получим исходные формулы для такого расчета методом, отличным от традиционного [1—3].

В выбранной системе координат (рис. 1) уравнение параболы, являющейся осевым сечением параболоида, имеет вид

$$y_n^2 = 2p(x_n + b), \quad (1)$$

где p — радиус кривизны центральной зоны параболы. Нормаль к этой параболе описывается уравнением

$$y - y_n = -\frac{y_n}{p}(x - x_n), \quad (2)$$

и точка пересечения нормали с оптической осью системы ($y = 0$) определяется условием

$$R_y = p + x_n. \quad (3)$$

С другой стороны, уравнение окружности, являющейся осевым сечением сферы, имеет вид

$$x_c^2 + y_c^2 = r^2. \quad (4)$$

Нормаль к окружности описывается уравнением

$$y = \frac{y_c}{x_c} x \quad (5)$$

и уравнение луча, проходящего от источника T в точку $C(x_c, y_c)$,

$$y - y_c = \frac{y_c}{x_c - a}(x - x_c). \quad (6)$$

Очевидно, что

$$\operatorname{tg} u_1 = \frac{y_c}{x_c - a} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{y_c}{x_c}, \quad (7)$$

и, поскольку для отраженного луча

$$u_2 = \alpha - (u_1 - \alpha) = 2\alpha - u_1, \quad (8)$$

то

$$\operatorname{tg} u_2 = \operatorname{tg} \left\{ 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y_c}{x_c} - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{y_c}{x_c - a} \right\} = -y_c \frac{2ax_c - r^2}{r^2(a + x_c) - 2ax_c^2}. \quad (9)$$

Следовательно, уравнение луча, отраженного от окружности, имеет вид

$$y - y_c = -y_c \frac{2ax_c - r^2}{r^2(a + x_c) - 2ax_c^2} (x - x_c), \quad (10)$$

и точка пересечения этого луча с осью оптической системы определяется условием

$$\rho_y = \frac{ar^2}{2ax_c - r^2}. \quad (11)$$

Для совпадения отраженных от сферы лучей с нормальными параболоида необходимо, чтобы соответствующие прямые имели общие точки на оси системы

$$R_y = \rho_y \quad (12)$$

и чтобы углы наклона этих прямых к оси системы были одинаковы:

$$-\frac{dx_n}{dy_n} = \operatorname{tg} u_2, \quad (13)$$

т. е.

$$p + x_n^2 = \frac{ar^2}{2ax_c - r^2}, \quad -\frac{y_n}{p} = -y_c \frac{2ax_c - r^2}{r^2(a + x_c) - 2ax_c^2} \quad (14)$$

или

$$p - b + \frac{p}{2}(r^2 - x_c^2) \left[\frac{2ax - r^2}{r^2(a + x_c) - 2ax_c^2} \right]^2 - \frac{ar^2}{2ax_c - r^2} = 0. \quad (15)$$

В идеальной компенсационной схеме соотношение (15) должно выполняться для всех значений x_c . Но полином 5-й степени, к которому сводится левая часть (15), может быть тождественно равен нулю лишь в случае, когда все шесть его коэффициентов равны нулю. Однако эти коэффициенты суть различные алгебраические функции четырех параметров задачи и, следовательно, одновременно не могут быть равны нулю. Это означает, что сфера в сочетании с параболоидом не может дать вполне скомпенсированную систему. Необходимо, таким образом, разложить левую часть (15) в ряд по малому параметру и, последовательно приравнявая нулю коэффициенты разложения, найти искомые соотношения между параметрами системы и оценить степень достижимого совершенства рассматриваемой компенсационной системы:

$$\left[p - b - \frac{ar}{2a-r} \right] + \left[\frac{p(2a-r)^2}{2(r-a)^2} - \frac{a^2r}{(2a-r)^2} \right] \left(\frac{y_c}{r} \right)^2 + \\ + \left[-\frac{p(2a-r)(6a^2-4ar+r^2)}{2(r-a)^3} - \frac{a^3r}{(2a-r)^3} \right] \left(\frac{y_c}{r} \right)^4 + \dots = 0. \quad (16)$$

Первые два члена разложения дают

$$b = p \left\{ 1 - \frac{(2-t)^3}{2(t-1)^2} \right\}, \quad r = \frac{p}{2} \frac{(2-t)^4}{(t-1)^2}, \quad (17)$$

где $t \equiv r/a$. С учетом полученных соотношений третий член разложения имеет вид

$$\delta s_4 \equiv -\frac{p(2-t)}{2(t-1)^3} (5-3t+t^2) \left(\frac{y_c}{r} \right)^4, \quad (18)$$

и легко показать, что ни при каком вещественном $t \neq 2$ он не обращается в нуль. Но $t \neq 2$, так как искомый радиус $r \neq 0$ (см. (17)). Следовательно, в системе параболоид + сфера невозможно компенсировать aberrации четвертого и более высоких порядков. С другой стороны, существование двух соотношений между тремя искомыми параметрами означает, что рассматриваемая система имеет одну и только одну степень свободы.

Соотношения (17) позволяют рассчитать все габариты компенсационной схемы как функции безразмерного параметра t :

расстояние между зеркалами

$$d \equiv b + r = \frac{p}{2} \left\{ 2 - \frac{(2-t)^3}{t-1} \right\}, \quad (19)$$

расстояние от сферического зеркала до точечного источника

$$s \equiv r - a = \frac{p}{2} \frac{(2-t)^4}{t(t-1)}, \quad (20)$$

радиус кривизны сферического зеркала

$$r = \frac{p}{2} \frac{(2-t)^4}{(t-1)^2} \quad (21)$$

и его диаметр

$$D \equiv 2y_c^{\max} \approx y_n^{\max} \frac{(2-t)^3}{t-1}. \quad (22)$$

Эти общие соотношения были использованы нами в расчете компенсационных систем для контроля качества главного параболического зеркала 2,6-м рефлектора им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ). Результаты вычислений приведены на рис. 2. Определив по формулам (18) — (22) величины $d(t)$, $s(t)$, $r(t)$, $D(t)$ и $\delta s_4(t)$, мы выбрали в качестве независимого параметра системы расстояния между зеркалами d и представили на графиках зависимости $s(d)$, $r(d)$, $D(d)$ и $\delta s_4(d)$. Очевидно, выбор величины d в качестве аргумента не принципиален, и если, например, имеется готовое сферическое зеркало радиуса кривизны r^* , то полученные графики с равным успехом могут быть использованы для определения остальных параметров той единственной компенсационной схемы, где это зеркало может использоваться — $d(r^*)$, $s(r^*)$, $D(r^*)$ и $\delta s_4(r^*)$.

Рис. 2 позволяет также оценить сравнительные преимущества и недостатки различных вариантов компенсационной схемы. Так, из рисунка следует, что использование большого сферического зеркала дает возможность получить сравнительно компактную компенсационную систему с очень малыми остаточными aberrациями, причем в принципе, когда $s > d$, возможна установка точечного источника за параболоидом, что исключает необходимость в дополнительном плоском зеркале; основная трудность в таком варианте компенсационной схемы — разгрузка большого сферического зеркала. В компенсационной системе с малым сферическим зеркалом этой проблемы нет, но здесь необходимо большое помещение и велики остаточные aberrации.

От вычисленных продольных остаточных aberrаций δs_4 можно перейти к углу $\delta\beta$ между падающим на параболу лучом и соответствующим отраженным лучом:

$$\delta\beta = \frac{y_n \delta s_4}{r^2 + y_n^2}, \quad (23)$$

и на рис. 2 даны величины $\delta\beta_{\max}$ для лучей, отражающихся от края параболоида ($y_n = y_n^{\max}$). Для получения идеальной теневой картины в рассматриваемой системе точный параболоид должен быть искажен на величину волновой aberrации, соответствующей углу $\delta\beta/2$:

$$h_y = \frac{1}{2} \int_0^y \delta\beta(y) dy. \quad (24)$$

Поскольку $\delta\beta \propto y^5$, т. е.

$$\delta\beta = \delta\beta_{\max} \chi^5, \quad (25)$$

где $\chi = y/y_{\max}$, то

$$h_y^{\max} = \frac{y_n^{\max}}{12} \delta\beta_{\max} \chi^6 = 0,95 \delta\beta_{\max}^{\prime\prime} \chi^6 \lambda, \quad (26)$$

где $\lambda = 5550 \text{ \AA}$.

Зеркало крупного наземного телескопа можно считать идеальным, если радиус инструментального изображения точки не превосходит 0,1.

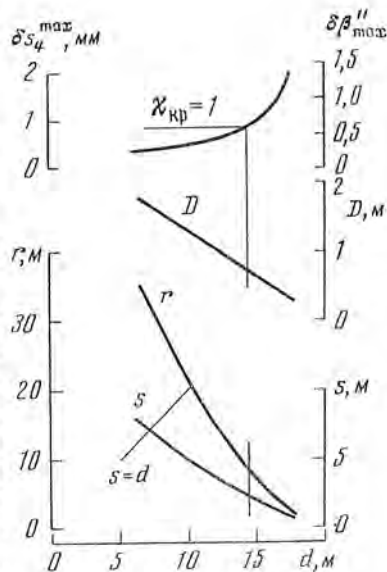


Рис. 2. К выбору оптимальной компенсационной схемы для контроля качества 2,6-м параболического зеркала ЗТШ

Для 2,6-м рефлектора это эквивалентно требованию, чтобы волновая aberrация зеркала не превосходила $0,57 \lambda$. Следовательно, соотношение

$$\chi_{кр} = \frac{0,92}{(\delta\beta_{\max}^{\prime\prime})^{1/6}} \quad (27)$$

определяет ту долю радиуса параболического зеркала, до которой оно может быть проконтролировано с необходимой точностью в рассматриваемой компенсационной системе. Согласно (27) $\chi_{кр} = 1$ при $\delta\beta_{\max} = 0,6$, так что компенсационные системы, для которых $\delta\beta_{\max} \leq 0,6$, позволяют изготовить зеркало ЗТШ с указанной точностью. Такие системы располагаются на рис. 2 слева от вертикальных тонких отрезков прямых.

Можно показать, что в более общем случае, когда ставится задача изготовить вогнутое зеркало, фигура которого должна быть поверхностью вращения конического сечения с эксцентриситетом e

$$y_k^2 = 2p(x_k + b) - (1 - e^2)(x_k + b)^2, \quad (28)$$

основное уравнение для компенсационной системы имеет вид:

$$p - b + \frac{e^2 p}{1 - e^2} \left\{ 1 - \left[1 + (1 - e^2)(r^2 - x_c^2) \left\{ \frac{2ax_c - r^2}{r^2(a + x_c) - 2ax_c^2} \right\}^2 \right]^{-1/2} \right\} - \frac{ar^2}{2ax_c - r^2} = 0. \quad (29)$$

Повторяя процедуру, использованную выше при анализе уравнения (15), получаем следующие соотношения для расчета параметров компенсационной системы:

$$d = \frac{p}{2} \left[2 - e^2 \frac{(2-t)^3}{t-1} \right], \quad s = \frac{e^2 p}{2} \frac{(2-t)^4}{t(t-1)},$$

$$r = \frac{e^2 p}{2} \frac{(2-t)^4}{(t-1)^2}, \quad D \approx e^2 y_k^{\max} \frac{(2-t)^3}{t-1}, \quad (30)$$

$$\delta s_4 = -\frac{e^2 p}{2} \frac{2-t}{(t-1)^3} \left[(5 - 3t + t^2) + \frac{3}{4} (1 - e^2) \frac{(2-t)^3}{t-1} \right] \left(\frac{y_c}{r} \right)^4.$$

Очевидно, что для всякого асферического зеркала необходимого размера и с заданными параметрами p и e по формулам (30) могут быть построены графики, аналогичные приведенным на рис. 2, которые позволяют выбрать оптимальную схему контроля такого зеркала. В частности, из этих соотношений следует, что компенсационная система для гиперболического зеркала ($e > 1$) должна быть более компактна, но для нее требуется более крупное сферическое зеркало, чем в компенсационной системе для соответствующего параболического зеркала ($e = 1$).

Мы глубоко благодарны М. А. Сосниной и Г. М. Попову за полезные замечания.

Ноябрь 1973 г.

Литература

1. Д. Д. Максудов. Труды ГОИ, 1932, вып. 86.
2. Д. Д. Максудов. Изготовление и исследование астрономической оптики. Гостехиздат, 1948.
3. М. А. Соснина. Изв. ГАО, 1958, № 162, 137.

ХРОНИКА

10 мая 1973 г. Указом Президиума Верховного Совета СССР директору Крымской астрофизической обсерватории АН СССР академику А. Б. Северному за большие заслуги в развитии советской науки и в связи с 60-летием со дня рождения присвоено звание Героя Социалистического Труда с вручением ордена Ленина и Золотой медали «Серп и Молот».

В обсерватории в 1973 г. проходили конференции, совещания по различным вопросам. В апреле проведена конференция по изучению волновых процессов в атмосфере Солнца радиометодами. В июне состоялось совещание по вопросам создания астрономических инструментов и принадлежностей к ним, в котором приняли участие специалисты Народного предприятия «Карл Цейсс» в Йене (ГДР). В октябре проходил Пленум Комиссии астроприборостроения. В конце ноября работал семинар по прогнозированию солнечных вспышек.

Сотрудники обсерватории участвовали в работе ряда конференций, совещаний, школ: научной конференции, посвященной 500-летию со дня рождения Коперника, в Киеве, сессии научного Совета по солнечной активности и ее влиянию на прогнозирование погоды в Ленинграде, летней школы молодых астрономов в Тарту, совещания по магнитным звездам в Шемахинской обсерватории, совещания по электронным приборам в Паневежисе, Международного совещания по космическим лучам в Ленинграде, Всесоюзной школы по распространению оптического излучения в средах в Сочи, совещания по переменным звездам в Киеве, XXIV Международного Астрономического конгресса в Баку, а также других совещаний по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В соответствии с планом Совета по координации в сентябре Н. М. Шаховской выезжал в Шемахинскую астрофизическую обсерваторию АН АзССР для чтения лекций и оказания методической помощи.

В 1973 г. в Крымскую астрофизическую обсерваторию приезжали ученые из разных стран для обсуждения и проведения совместных работ, получения материала наблюдений, на стажировку.

В обсерватории были: Д. Крукшенк, Н. Дитер, Г. Конклин (США); Г. Бек, Р. Хамачек, К. Крицман, Д. Гютке, А. Йенш, Х. Артуш, Э. Отто (ГДР); Б. Калман (ВНР); Н. Навара, Я. Суда (ЧССР); Т. Николов, А. Томов (НРБ); Я. Куток, Е. Глазек (ПНР); Р. Вилху, И. Туоминен (Финляндия); Ф. Мерлен (Франция); Д'Одориго (Италия).

Ряд сотрудников обсерватории выезжали в зарубежные страны. В мае П. П. Добронравин принимал участие в работе Пленума КОСПАР в Констанце (ФРГ). В. К. Прокофьев в июне выезжал в Румынию для чтения лекций по командировке общества «Знание». В августе В. Б. Никонов и В. К. Прокофьев принимали участие в работе XV Генеральной Ассамблеи МАС в Австралии. А. А. Боярчук участвовал в заседаниях Чрезвычайной Генеральной Ассамблеи МАС в Польше (сентябрь). А. В. Брунс и В. К. Прокофьев в сентябре выезжали в Швецию для обсуждения технических вопросов, связанных с изучением ультрафиолетового излучения Солнца. Н. Н. Степанян участвовала в работе 7-й региональной консультации по физике Солнца в Чехословакии (сентябрь). В ноябре А. А. Боярчук выезжал в Республику Мали для чтения лекций, Л. И. Юровская и Ю. Ф. Юровский выезжали на Кубу для профилактических работ по обслуживанию радиотелескопа и наблюдения солнечного затмения 24 декабря 1973 г.

В этом году Н. В. Стещенко успешно защитил докторскую диссертацию. Подготовил к защите докторскую диссертацию С. И. Гопасюк. Т. С. Галкина и Э. И. Терез защитили кандидатские диссертации. Подготовила к защите кандидатскую диссертацию Н. И. Шаховская.

Вышли из печати 47, 48 и 49-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории». Сданы в печать 51 и 52-й тома «Известий».

Звезды типа ВУ Drg. II. Дальнейшие фотоэлектрические наблюдения и их анализ. Ч у г а й н о в П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 3.

Проведено фотоэлектрическое изучение переменности блеска вспыхивающей активности красных карликовых звезд. Четыре из изученных звезд: FF And, Глизе 517, ВУ Drg и GT Peg— известные переменные типа ВУ Drg. Обнаружены две новые переменные типа ВУ Drg : YZ CMi и BD —10^h4662. Подтвержден вывод о непостоянстве амплитуды и среднего блеска звезд типа ВУ Drg. Изменения фотометрических периодов найдены для Глизе 517 и YZ CMi и подтверждены для ВУ Drg. Получены свидетельства, что вспыхивающая активность звезды типа ВУ Drg может быть почти одинаковой независимо от периодического изменения ее блеска.

Эти результаты рассмотрены на основе гипотезы, согласно которой переменность блеска звезд типа ВУ Drg вызвана осевым вращением и наличием пятна на поверхности звезды. С одной стороны, независимость вспыхивающей активности от периодической переменности блеска указывает на отсутствие связи между расположением активных областей и распределением яркости на поверхности звезды. С другой стороны, изменения фотометрических периодов, возможно, свидетельствуют о таких перемещениях пятна по поверхности звезды, при которых происходит изменение угловой скорости его осевого вращения. Такое объяснение изменчивости фотометрического периода было впервые предложено Альбрехтом и др. для Солнца. Поэтому можно предположить, что периодические изменения блеска звезд типа ВУ Drg и Солнца похожи в отношении их природы.

Табл. 7, илл. 11, библи. 31 назв.

Трехцветные электрофотометрические наблюдения 15 Vul и γ Cyg. Метник Л. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 32.

Трехцветные электрофотометрические наблюдения 15 Vul и γ Cyg проводились на 20-см рефлекторе КАО в фотометрической системе, близкой к UBV, в отдельные периоды с 3.VII по 10.IX 1971 г. Исследуемые звезды наблюдались с двумя звездами сравнения. Средняя квадратичная ошибка одного наблюдения в желтом, синем и фиолетовом фильтрах $\sim 0,^m014$. Кривые блеска 15 Vul и γ Cyg сходны по форме во всех трех фильтрах. Амплитуды изменений блеска в желтых, синих и фиолетовых лучах порядка $0^m,02-0^m,03$ для 15 Vul и $0^m,03-0^m,04$ для γ Cyg. Предполагается, что периоды изменений блеска обеих исследуемых звезд (если изменения блеска реальны) порядка 4—6 дней.

Табл. 2, илл. 2, библи. 5 назв.

Спектрофотометрическое изучение затменно-переменной системы RR Lup. Рачковская Т. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 35.

Излагаются результаты изучения спектра затменно-переменной системы RR Lup. Спектрограммы были получены с дисперсией 15 и 36 Å/мм на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3600—4900 Å, $\lambda\lambda$ 5400—6600 Å. Результаты показывают, что в области $\lambda\lambda$ 3600—4900 Å наблюдается только спектр главного компонента, в области же $\lambda\lambda$ 5400—6600 Å присутствуют также линии спутника D₁ и D₂ натрия и H α . Определен спектральный класс главной звезды; его значения по водороду, кальцию и линиям металлов различны. Скорость осевого вращения главного компонента равна $v \sin i \leq 22$ км/сек. Методом кривой роста проведен анализ атмосферы главного компонента RR Lup. Определены турбулентная скорость $v_t = 4,7$ км/сек, температура возбуждения $\Theta_v = 0,65$ и относительное содержание элементов. Обнаружены дефицит кальция и скандия и избыток элементов более тяжелых, чем стронций.

Табл. 5, илл. 3, библи. 11 назв.

Об оценке содержания гелия в атмосферах горячих звезд. Любимков Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 49.

Предлагается приближенный метод определения относительного содержания гелия $N(\text{He})/N(\text{H})$ в атмосферах звезд ранних спектральных классов, лежащих на главной последовательности или близких к ней. Метод основан на сравнении наблюдаемого значения отношения эквивалентных ширин линий $\lambda\lambda 4471$ He I и H γ с теоретическим значением, найденным при $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,10$, с помощью моделей атмосфер. Содержание гелия может быть рассчитано двумя способами: 1) по известным значениям эффективной температуры и ускорения силы тяжести; 2) по спектральному классу звезды. Оба способа дают результаты, хорошо согласующиеся с теми значениями $N(\text{He})/N(\text{H})$, которые получены методом моделей атмосфер. Показано, что наиболее высокую точность предложенный метод дает для звезд классов В1—O7. С его помощью найдено содержание гелия в атмосферах около 150 O- и ранних B-звезд.

Табл. 7, илл. 6, библи. 41 назв.

Многоцветная фотометрия компактных галактик Маркаряна 34, 42, 69 и 205. Метник Л. П., П р о н и к И. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 65.

Проведена многоцветная фотометрия ($\lambda_{\text{эфф}}$ 3600, 3730, 4400, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) галактик Маркаряна 34, 42, 69 и 205. Галактики Mг 69 и Mг 205 — компактные и симметричные, галактики Mг 34, Mг 42 и Mг 69 имеют структурные детали. Излучение центральных областей всех изученных галактик по цветовым характеристикам близко к излучению ядер сейфертовских галактик и синхротронному излучению, а излучение ореолов Mг 34 и Mг 42 — к излучению центральных областей нормальных галактик. Ядра галактик Mг 42, Mг 69 и Mг 205 заподозрены в переменности излучения непрерывного спектра.

Табл. 2, илл. 5, библи. 31 назв.

Горячие пятна в центральных областях Галактик. I. NGC 3351. Назарова Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 71.

Галактика NGC 3351 относится к группе галактик с горячими пятнами в центральных областях. По результатам детальной фотометрии центральной области галактики составлены карты распределения интенсивностей в семи цветах. Обнаружено красное ядро $D \approx 3''$, расположенное в центре между горячими пятнами. Светимость в линии $H\beta$ от всей центральной области галактики равна $1,2 \cdot 10^{38}$ эрг/сек. По результатам спектрофотометрических измерений определены электронные плотности и электронные температуры горячих пятен $n_e \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 7 \cdot 10^4$ °К. Обсуждается возможность представления ультрафиолетового избытка NGC 3351 вкладом в непрерывный спектр галактики излучения горячих звезд.

Табл. 2, илл. 7, библи. 13 назв.

Монохроматические наблюдения Солнца с высоким угловым разрешением. Бабин А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 79.

Описывается модернизация коронографа КГ-1, используемого для $H\alpha$ -наблюдений. С помощью нового 21-см объектива несколько измененной оптической системы (дающей 12-см изображение Солнца) и Halle 0,5 \AA $H\alpha$ -фильтра достигнуто теоретическое разрешение объектива в свете $H\alpha$ — $0'',8$ (экспозиция $0,2$ на пленке «тип 18»).

Для выбора оптимального масштаба изображения при помощи миры малого контраста ($\leq 10\%$) определена разрешающая способность аэрофотопленки «тип 17 и 18», которая оказалась равной соответственно около 20 и 30 мм^{-1} , что примерно в 6—8 раз ниже разрешения, которое приводится в справочнике (для высококонтрастной миры). Сравнение отечественной пленки «тип 18» с эмульсиями Eastman Kodak 4E, SO 375, SO 392 показало, что по чувствительности и разрешению наша пленка не уступает кодаковым, но несколько проигрывает им по контрастности ($\gamma \approx 2,6 \div 2,9$ и $\gamma \geq 3,5$ соответственно). Даны некоторые советы по работе с пленкой «тип 18», которая рекомендуется для монохроматических наблюдений Солнца.

Спектроскопическое исследование главных максимумов пропускания $H\alpha$ -фильтра (без входного интерференционного фильтра) показало, что один из них ($\lambda 6076,9$) столь же хорош, как и в области $H\alpha$, другие для монохроматических наблюдений не пригодны. Предлагается использовать этот максимум для получения снимков в узком интервале непрерывного спектра.

Табл. 1, илл. 5, библи. 16 назв.

О фотометрии усов. Бабин А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 88.

Проведена фотометрическая обработка наблюдений усов, полученных на модернизированным КГ-1 с ИИФ, настроенным на $H\alpha \pm 1 \text{ \AA}$. Найдено, что усы разгораются и угасают примерно одинаково быстро (за 2—3 мин). В течение основной части жизни яркость усов обнаруживает колебания, однако вопрос об их реальности остается открытым (требуются наблюдения с контролем контраста и качества изображений). Максимальная интенсивность усов в 1,6 раза превышает интенсивность невозмущенного фона в том же спектральном участке.

Илл. 2, библи. 9 назв.

Изменения магнитных полей на двух уровнях и наблюдения в свете $H\alpha$ группы пятен 18—30 августа 1971 года. Бабин А. Н., Карташова Л. Г., Коваль А. Н., Огирь М. Б., Степанья И. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 92.

Наблюдения активности в свете линии $H\alpha$ и измерения магнитных полей в линиях Fe I $\lambda 6302$ и Ca I $\lambda 6103$ для группы пятен 18—30 августа 1971 г. показали, что: 1) все очаги активности в группе располагаются в областях контакта полей противоположной полярности; 2) усиление активности происходит при образовании новых магнитных холмов и пятен, у которых знак поля противоположен знаку окружающего поля. Активность повышается и при отделении от основного пятна ядер со знаком поля, противоположным окружающему полю; 3) перед вспышками в близлежащих к ним пятках поле на верхнем уровне (измеренное по линии $\lambda 6103$) больше, чем на нижнем (измеренное по линии $\lambda 6302$). После вспышек поле на верхнем уровне падает; 4) наблюдается также увеличение поля на верхнем уровне в связи с абсорбционными выбросами и системами арочных волокон.

Илл. 8, библи. 11 назв.

О некоторых особенностях эмиссии линий металлов во вспышках и усах. Коваль А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 100.

Исследуется расширение эмиссии линий металлов во вспышках. Получено:

а) Расщепление эмиссии не связано с магнитным полем, так как спектрограммы линий D_1 и D_2 Na I, полученные с призмой Воластона и пластинок $\lambda/4$ для вспышки балла 2в, показывают одинаковое расщепление эмиссии в обеих поляризациях. Наблюдается некоторый сдвиг эмиссии в разных поляризациях, который соответствует напряженности магнитного поля во вспышках меньше 1000 гс .

б) Рассмотрен эффект просвечивания фраунгоферовых линий через ядро вспышки. Показано, что расщепление эмиссии во вспышках не вызвано этим эффектом.

в) Фотометрическое исследование линий Fe I показало, что причиной расщепления является самообращение оптически наиболее толстых линий. Температура возбуждения слоев, в которых происходит поглощение, полученная для двух вспышек, равна 6000 и 6500° .

Рассмотрены особенности эмиссии усов в линиях металлов. Получено, что характер эмиссии усов определяется величиной оптической толщи излучающего слоя в линии.

Табл. 2, илл. 13, библи. 12 назв.

Распределение яркости на спектрограммах, полученных в ультрафиолетовых линиях, и изменение структуры при переходе от невозмущенного Солнца к активным областям. Д у б о в Э. Е., К а р т а ш о в а Л. Г. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 113.

Исследуется распределение яркости в активных (АО) и невозмущенных (СО) областях Солнца на спектрограммах (СГГ) в спектральных линиях крайнего ультрафиолета, полученных на спутнике ОСО-4 и опубликованных Ривсом и Паркинсоном в 1970 г. Результаты приводятся в таблицах и в виде графиков. Верхняя солнечная атмосфера делится на шесть частей. Основные заключения следующие.

Собственно корона в АО возникает в области больших температур, чем в СО. По сравнению с СО слои с одной и той же температурой в АО отличаются большими значениями вертикального градиента температуры dT/dh , так что соответствующие слои в АО тоньше и опущены ниже. В АО зависимость $\lg [(dT/dh)^{-1}]$ от $\lg T$ круче, чем в СО. Величина $I(AO)/I(SO)$ имеет отчетливый минимум при $\lg T \approx 5,2$.

Существует различие в распределении яркости в АО и СО. Величина флукутаций в АО больше. В АО корреляция между распределениями яркости на СГГ в линиях верхней хромосферы и в корональных линиях существенно больше, чем корреляция между распределениями яркости в СГГ в корональных линиях и в СГГ в линиях переходной зоны.

Различия в распределении яркости для корональных линий и линий переходной зоны характерны как для АО, так и для СО. Для линий, образующихся при $\lg T \approx 5,2$, наблюдается минимум корреляции флукутаций яркости на соответствующих СГГ с флукутациями яркости на СГГ в корональных линиях. Этой температуре соответствует максимальный градиент температуры в АО и СО и неглубокий минимум контраста ярких и темных деталей в АО.

Получено, что в модели Дубова необходимо уменьшить толщину верхней хромосферы в 3—4 раза. Над серединой супергранул при температурах $(1 \div 3) \cdot 10^6$ К необходимо увеличить градиент температуры. Для АО модель должна быть изменена так, что изотермы в АО должны проходить ниже, чем в СО, и каждый участок должен стать тоньше. Исключение, может быть, следует сделать только для верхней хромосферы, так как там dT/dh очень резко растет с T .

Табл. 5, илл. 9, библи. 31 назв.

Прогноз развития активных областей с помощью метода потенциальных функций. С л у ц к а я Т. Л., С т е п а н я Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 131.

По материалам наблюдений флоккулов за 1967—1969 гг. решаются две задачи. I. Прогноз параметров развития флоккула по наблюдениям в день его появления.

II. Прогноз выхода из-за лимба флоккула, родившегося в предыдущем обороте.

В первой задаче по четырем характеристикам флоккула в день его появления с вероятностью $P \geq 0,8$ определяется, исчезнет ли флоккул на диске или выйдет за край, выйдет ли из-за края, можно ли ожидать в нем вспышек за время прохождения по диску.

Вторая задача решалась на ЭВМ БЭСМ-6 методом потенциальных функций. По 15 исходным параметрам, характеризующим возникший на диске флоккул за время его прохождения по диску, определялась f^* — вероятность выхода флоккула из-за края в следующем обороте. Получено, что для 84% всех флоккулов $|f^* - y| \leq 0,3$, где y — действительное значение прогнозируемой функции ($y = 1$, если флоккул вышел из-за края, и $y = 0$, если не вышел).

Табл. 4, илл. 3, библи. 12 назв.

О разбалансе потоков вещества в развитых активных областях. И р г а ш е в Дж. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 141.

Изучалось поле скоростей на уровне фотосферы в пяти развитых активных областях, находящихся у центрального меридиана. Использованы магнитографические записи лучевых скоростей в линии $\lambda 5250 \text{ Fe I}$.

В предположении одинаковой плотности в потоках поднимающегося и опускающегося газа показано, что разбаланс потоков вещества в активной области возрастает с ростом площади ядер и уменьшением их раздробленности. Это указывает на то, что разбаланс потоков, видимо, может определяться структурой и мощностью магнитного поля активной области. Соотношения потоков поднимающегося и опускающегося вещества в пятнах и вне их связаны между собой и указывают на возможность существования обмена веществом между пятнами и окружающими их районами. В среднем районы активной области вне пятен — в смысле величин отношений потоков поднимающегося и опускающегося газа, средних по площади скоростей подъема и опускания газа, а также величин площадей, занятых подъемом и опусканием газа, — мало отличаются от невозмущенной фотосферы. Пятна в среднем являются и местами наибольшего относительного разбаланса потоков вещества в активной области.

Табл. 1, илл. 4, библи. 19 назв.

О вычислении функции источников в звездных атмосферах. Л ю б и м к о в Л. С. Изв. Крымской obs., 1974, 52, 148.

Для вычисления функции источников $S_{\nu}(\tau_{\nu})$ в звездных атмосферах предлагается использовать метод итерационно-вариационного типа. Рассматривен метод применен для расчета $S_{\nu}(\tau_{\nu})$ в центре линии $\lambda 4808,16 \text{ Fe I}$ в условиях солнечной атмосферы. Трех приближений оказалось достаточно, чтобы найти $S_{\nu}(\tau_{\nu})$ с 4—5 верными знаками.

Табл. 1, библи. 10 назв.

Декаметровое радиозлучение Юпитера, солнечные космические лучи и меридиональная структура солнечного ветра. В л а д и м и р с к и й Б. М., Л е в и ц к и й Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 158.

Исследуется возможный эффект воздействия солнечных космических лучей от хромосферных вспышек на интенсивность декаметрового радиозлучения Юпитера. Показано, что спустя сутки после протонных вспышек декаметровая активность планеты возрастает, что может быть отнесено к явлению типа полярного блокаута. Эффект обнаруживается только вне «штилевой» зоны, которая таким образом прослежена до 5 а. е.

Илл. 1, библи. 26 назв.

Влияние гелиошироты Земли на прием радионизлучения шумовых бурь. Ю р о в с к а я Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 163.

Рассматриваются данные о радионизлучении Солнца в диапазоне 100—260 Мгц за периоды максимума солнечной активности 1956—1959 и 1967—1970 гг. Найдено, что в 1967—1970 гг. в интервале гелиоширот Земли — 2 ÷ — 5° наблюдалось уменьшение числа шумовых бурь и величины принимаемого потока радионизлучения. В 1956—1959 гг. подобные особенности приема радионизлучения наблюдались в интервале гелиоширот — 1°5 ÷ + 1°5.

Делается вывод о наличии вблизи гелиоэкватора на гелиоцентрических расстояниях $\geq 5 R_{\odot}$ слоя с размерами по гелиошироте около 3°, ослабляющего принимаемое на Земле радионизлучение. Отмечается смещение этого слоя на 3° к югу от экватора в период 1967—1970 гг. Наблюдаемая зависимость принимаемого потока радионизлучения от гелиошироты Земли может быть связана с повышением электронной концентрации в рассматриваемом слое по сравнению с более высокими гелиоширотами.

Табл. 2, илл. 5, библи. 10 назв.

О плотности потоков радионизлучения трех локальных источников на Солнце на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Б а ч у р и н А. Ф., Е р у ш е в Н. Н., Ц в е т к о в Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 171.

Приводятся усредненные за день значения плотностей потоков радионизлучения трех локальных источников на Солнце на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Материал охватывает периоды наблюдений с 3 по 6. VIII 1972 г., с 18.IV по 1.V 1973 г. и с 14 по 26.V 1973 г.

Отмечается, что плотность потока радионизлучения локальных источников тесно связана с площадями групп пятен. Для двух радионисточников изменения плотности потока хорошо совпадают с ходом изменения видимых площадей наибольших пятен в группах. Значения спектрального индекса в интервалах длин волн 3,5—2,5 и 2,5—1,9 см могут быть как равными между собой, так и заметно отличаться друг от друга. Случай, когда значения спектрального индекса в интервале волн 2,5—1,9 см превышают значения спектрального индекса в интервале 3,5—2,5 см, соответствуют относительно высоким значениям площадей групп пятен и интенсивности радионизлучения. Для одного локального источника обнаружено, что изменения степени поляризации радионизлучения определяются главным образом изменениями площади тени наибольшего пятна в группе.

Табл. 2, илл. 7, библи. 10 назв.

О поярчении на краю диска Солнца в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Б а ч у р и н А. Ф., Е р у ш е в Н. Н., Ц в е т к о в Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 180.

Обнаружена эллиптичность радионизображения Солнца на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Большая ось эллипса направлена по солнечному экватору. Предполагается, что замеченная эллиптичность может быть объяснена поярчением на краях солнечного диска.

Табл. 1, илл. 1, библи. 4 назв.

Исследование некоторых свойств локальных источников радионизлучения на Солнце в диапазоне 0,8—1,7 см. Е ф а н о в В. А., Моисеев И. Г., Р и б о в М. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 183.

Методами множественного корреляционного анализа изучалось влияние основных параметров активных областей на Солнце на характеристики локальных источников (Л. И.) (размеры, яркостные температуры и поток излучения) на волнах 8, 13 и 17 мм. Работа выполнена на материалах наблюдений, полученных в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 22-м радиотелескопе в апреле 1969 г. Показано, что вспышечная активность области оказывает более сильное воздействие на Л. И. на волнах 8,1 и 13,2 мм по сравнению с влиянием ее на Л. И. на волне 16,6 мм. Населенность группы и площадь главного пятна связаны с яркостной температурой и потоком излучения Л. И. на волнах 13,2 и 16,6 мм, а на Л. И. на волне 8,1 мм они влияния не оказывают. Угловые размеры источников уменьшаются на всех волнах приблизительно одинаково с увеличением их гелиодолгот, а яркостные температуры растут по мере удаления Л. И. от центрального меридиана. Плотность потока Л. И. только на волне 8,1 мм уменьшается по мере его удаления от центрального меридиана, а на волнах 13,2 и 16,6 мм она не зависит от гелиодолгот.

Табл. 1, илл. 6, библи. 13 назв.

Атмосферный инфразвук как возможный фактор, передающий влияние солнечной активности на биосферу. В л а д и м и р с к и й Б. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 190.

Изменения и уровни акустических шумов атмосферы очень низкой частоты (< 1 м) — инфразвуковых колебаний естественного происхождения — связаны с вариациями солнечной активности. Особенно тесная связь с солнечной активностью имеет место для инфразвуковых сигналов, генерируемых в атмосфере при полярных сияниях. Высокочастотное предположение, что инфразвуковые возмущения могут быть физическим агентом — передатчиком влияния солнечной активности на биосферу. Хотя биологическое действие инфразвуковых колебаний малой амплитуды почти не изучено, из литературных данных следует, что инфразвук, вероятно, биологически эффективен. Для проверки высказанной гипотезы необходимы специальные эксперименты по исследованию воздействия акустических колебаний на живые организмы на частотах $\sim 0,01$ гц с амплитудой около 10 дин·см $^{-2}$ при экспозиции ~ 6 час.

Библи. 18 назв.

Стигматические установки с вогнутыми дифракционными решетками. П р о к о ф ь е в В. К. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 195.

Проведен анализ стигматических свойств нескольких установок вогнутых дифракционных решеток, пригодных для получения стигматических ультрафиолетовых спектров астроно-

мических объектов при помощи средств внеатмосферной астрономии, а также для лабораторных работ. Рассмотрен ход фокальных кривых меридионального и сагиттального сечений и астигматической разности для следующих типов установок.

1) Схема Вадсворта и ее модификации: а) обращенная схема, когда щель спектрографа расположена на нормали к решетке на половине ее радиуса кривизны, а спектр фокусируется сферическим зеркалом; б) сдвоенные схемы двойной дифракции с параллельным направлением штрихов.

2) Установка на круге Роуленда: спектр на нормали к решетке (схема Сиркса), схема нормального падения и автоколлимационная (Ирля). Использование в этих схемах слабо торических решеток и решеток с переменным шагом позволяет получить полную компенсацию астигматизма только для двух длин волн спектра, между которыми остаточный астигматизм может быть доведен до допустимых размеров. Такое исправление возможно для значительного спектрального интервала.

3) Установки с вынесением щели вне круга Роуленда дают значительное снижение астигматизма для сферических решеток. Использование здесь слабо торических решеток позволяет существенным образом снизить остаточный астигматизм для значительного интервала длин волн.

Табл. 2, илл. 5, библи. 14 назв.

УДК 522.2

Оптимальная схема для контроля качества вогнутого несферического зеркала компенсационным методом Максудова. Гершберг Р. Е., Темненко В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 212.

Приводятся общие формулы, необходимые для расчетов компенсационной схемы контроля качества вогнутого несферического зеркала по методу Максудова: размера и радиуса кривизны дополнительного сферического зеркала, общих габаритов системы, остаточных аберраций. Эти общие соотношения использованы для выбора оптимальной системы контроля качества 2,6-м параболического зеркала.

Илл. 2, библи. 5 назв.

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Том LII

Утверждено к печати

Крымской астрофизической обсерваторией АН СССР

Редактор издательства Ю. И. Ефремов Художественный редактор Н. Н. Власик

Технические редакторы Т. В. Полякова и О. М. Гуськова

Сдано в набор 2/VII-1974 г. Подписано к печати 9/X-1974 г.

Формат 70×108^{1/16} Бумага № 1 Усл. печ. л. 19,95 Уч.-изд. л. 19,4

Тираж 1300

T-15964

Тип. зак. 843

Цена 1 р. 36 к.

Издательство «Наука», 103717 ГСП, Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука», 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10