

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LIX



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1979

Редакционная коллегия:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),
член-корреспондент АН СССР А. А. БОЯРЧУК
(заместитель ответственного редактора),
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),
кандидат физико-математических наук П. П. ДОБРОНРАВИН,
кандидат физико-математических наук И. Г. МОИСЕЕВ,
член-корреспондент АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,
доктор физико-математических наук В. Б. НИКОНОВ,
доктор физико-математических наук Н. В. СТЕШЕНКО

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ
НА «САЛЮТЕ-4»А. В. Брунс, Г. М. Гречко, А. А. Губарев, П. И. Климук,
В. И. Севастьянов, А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, К. П. Феоктистов

В январе—феврале и июне—июле 1975 г. орбитальным солнечным телескопом станции «Салют-4» сфотографированы стигматичные спектры активных областей в участке 970—1430 Å с пространственным разрешением 3—5" и спектральным 0,3 Å. Приводятся результаты фотометрии 145 эмиссионных линий в спектрах двух солнечных вспышек и флоккула. Линии ионов усилены в активных областях значительно больше (усиление до 21 раза по сравнению с невозмущенным Солнцем), чем линии нейтральных элементов (усиление 1,5—3 раза). В спектрах активных областей и спокойного Солнца заметны изгибы линий, неравномерная плотность вдоль линий, свидетельствующие о такой же тонкой структуре верхней хромосферы и переходной области между хромосферой и короной, которая наблюдается с наземными телескопами в спектрах нижней и средней хромосферы.

Изучение профилей линий L_{α} и L_{β} слабых вспышек и флоккулов показывает, что крылья линий расширены главным образом за счет штарк-эффекта и затухания излучения. В области образования крыльев этих линий электронная концентрация во вспышках и флоккулах $n_e \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, количество атомов водорода в основном состоянии в столбе сечением 1 см^2 $N_1 \approx 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, кинетическая температура $T_{\text{kin}} \approx 15 \cdot 10^3 \text{ К}$. В активных областях n_e в 10—100 раз больше, а N_1 в 10—100 раз меньше, чем в спокойной хромосфере. Следовательно, ионизация в активной области (слабые вспышки, флоккулы) в 10^2 — 10^4 раз больше, чем в спокойной хромосфере.

Изучение доплеровских сдвигов линий во флоккулах показывает, что области противоположной полярности фотосферного магнитного поля связаны между собой через хромосферу и переходную область между хромосферой и короной петлями. Плазма движется из одной части флоккула в другую вдоль петли, достигая скоростей более 100 км/с в верхней ее части. «Турбулентные» скорости движения плазмы во флоккулах также доходят до 80—100 км/с.

SPECTROSCOPIC INVESTIGATIONS OF SOLAR ACTIVE REGIONS ON «SALYUT-4», by A. V. Bruns, G. M. Grechko, A. A. Gubarev, P. I. Klimuk, V. I. Sevastyanov, A. B. Severny, N. V. Steshenko, K. P. Feoktistov. — With the aid of orbiting solar telescope (OST) installed on the board of «Salyut-4» stigmatic spectra of solar active regions (the spectral range 970—1430 Å, spatial resolution 3—5", spectral resolution 0,3 Å) were photographed during January—February and June—July 1975. Intensities of 145 emission lines in spectra of two flares and flocculae have been obtained. Spectral lines of ions are much more enhanced in these spectra (up to 21 times as compared with those of quiet Sun) that the lines of neutrals (enhanced in 1,5—3 times). Spectra of active regions and quiet Sun show the kinks of spectral lines and flu-

tuations in the intensity along the line which are characteristic for the fine structure of chromosphere observed with the aid of ground based telescopes.

Examination of L_{α} and L_{β} -profiles of weak flares and flocculae shows that the wings of these lines are mainly broadened by Stark-effect and by damping of radiation. At the level where the wings originate the electronic concentration in flares is $n_e \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; the column density of hydrogen in ground state was found to be $N_1 = 4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ and kinetic temperature $T_{\text{kin}} \approx 15000 \text{ K}$. In the active regions considered n_e is 10—100 times larger and N_1 is 10—100 times smaller than that of quiet Sun (the ionization is 10^2 — 10^4 times stronger resp.).

The examination of Doppler-shifts of lines observed in flocculae shows that the regions of opposite polarities of photospheric magnetic field are connected by loops. Plasma moving along these loops from one side of flocculae to the other can reach the velocities $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$. «Turbulent» velocities of plasma, as derived from the width of line profiles can reach 80—100 km s^{-1} .

Ультрафиолетовая область солнечного спектра является наиболее информативной для исследования физического состояния верхних слоев атмосферы Солнца. Хорошо известное явление тонкой структуры активных областей, так же как и спокойных участков Солнца, приводящее к изгибу (излому) и неравномерной плотности (поперек дисперсии) спектральных линий, требует, во-первых, высокого пространственного разрешения телескопа, во-вторых, стигматичности спектра.

Первый стигматический спектр Солнца с хорошим разрешением по изображению был получен Бонэ [1] во Франции на ракетном спектрографе и недавно на американском спутнике OSO-8 [2]. Спектр с высоким разрешением получен Брюкнером с соавторами [3] во время эксперимента на ракетном спектрографе в 1975 г.

Много важных данных о физических условиях в активных областях, так же как в хромосфере и короне, было получено на основе анализа астигматических спектрограмм, снятых с меньшим пространственным разрешением сотрудниками Гарвардской и Морской исследовательской обсерваторий, и особенно во время хорошо известного полета «Скайлаба».

Настоящая работа посвящена анализу стигматических спектров солнечных активных областей (а также спокойного Солнца), снятых в 1975 г. с высоким пространственным разрешением с орбитальным солнечным телескопом (ОСТ-1) на борту станции «Салют-4». Предварительные сообщения об этой работе были сделаны на XVIII и XIX сессиях КОСПАР и коллоквиуме МАС № 36 [4 — 6].

1. Инструмент

Основная часть ОСТ, так же как и другое научное оборудование, находится в вакууме внутри конусообразного отсека станции «Салют-4» (рис. 1; подробное описание ОСТ-1 дано в [7]). Пучок солнечных лучей отражается от плоского зеркала 2 ($d = 27 \text{ см}$) на вогнутое внеосевое параболическое зеркало 1 диаметром 25 см с фокусным расстоянием 2,5 м. От зеркала 1 лучи идут на щель 3 спектрографа 7, на которой строится изображение Солнца диаметром 23 мм. Ширина щели может меняться от 4 до 40", а длина ее составляет 8'. Внутри спектрографа предварительная монохроматизация осуществляется вогнутой решеткой 4, в фокусе которой находится щель 3 (радиус кривизны решетки $r_1 = 1 \text{ м}$, 1200 штр./мм), а затем параллельный пучок от первой решетки падает на вторую решетку 5, плоскость дисперсии которой перпендикулярна плоскости дисперсии первой решетки (радиус кривизны $r_2 = 0,5 \text{ м}$, 2400 штр./мм). Расчет спектрографа приведен в [8].

Стигматичное изображение спектра в области длин волн 970—1400 Å строится на пленке 6 в кассете, которая может быть вставлена и при необходимости заменена через шлюзовую камеру внутри корабля. Реальное спектральное разрешение равно 0,3 Å, дисперсия 14,65 Å/мм. Время экспозиции меняется от 0,25 до 128 с при обычной ширине щели (4").

Свет, отраженный от полированных и алюминированных щечек щели, проходит через специальный иллюминатор внутрь корабля. После двух отражений от плоских зеркал 8а и 8б свет проходит в коллиматор и затем в узкополосный H α -фильтр 9. Монохроматическое изображение всего диска Солнца в H α вместе с изображением входной щели спектрографа можно рассматривать через окуляр 10 и одновременно фотографировать с помощью кинокамеры. Таким образом, космонавт может видеть и фотографировать H α -изображение Солнца, пересеченное щелью спектрографа с отметкой центра щели. С помощью ручек управления он может поставить интересующие его детали изображения Солнца на центр щели.

Грубое наведение ОСТ осуществляется разворотом всего космического корабля до тех пор, пока солнечные лучи не упадут на плоское зеркало 2. Затем точная система гидирования (смонтированная за зеркалами 8а и 8б) удерживает изображение Солнца на щели неподвижно в выбранном положении с точностью $\pm 2''$. Реальное пространственное разрешение ОСТ не ниже 5" (включая зернистость фотопленки). Все механические и оптические части ОСТ спроектированы и сделаны в Крымской астрофизической обсерватории, за исключением решеток. Плоское следящее зеркало было покрыто фтористым литием (с тонким защитным слоем MgF $_2$), а параболическое зеркало и обе решетки покрыты германием и сернистым цинком. На телескопе применено приспособление для переалюминирования зеркал в космосе, чтобы предотвратить влияние контаминации на отражающие свойства зеркал. Это позволило примерно в 12 раз увеличить отражение от щечек щели, которые не имели отдельной защиты во время вывода корабля на орбиту. В то же время на зеркалах телескопа нет существенного выигрыша в коэффициенте отражения в ультрафиолетовой области спектра, вероятно, из-за быстрого окисления алюминиевого покрытия атомами и ионами кислорода, присутствующими, хотя и в малых количествах, вокруг корабля.

При первом включении ОСТ на орбите оказалось, что грубый датчик наведения на Солнце уводит следящее зеркало от оси телескопа на такой угол, что солнечный пучок совсем не попадает на главное зеркало. Просмотр всей системы через иллюминатор показал, что датчики засвечиваются ложным солнечным пучком, отраженным от одного из приборов, с которого была частично сорвана теплоизоляционная обшивка. Чтобы направить

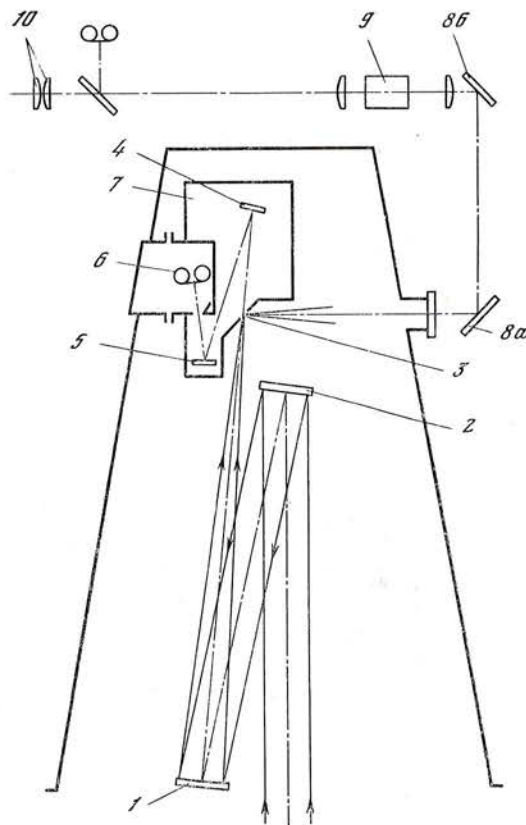


Рис. 1. Оптическая схема орбитального солнечного телескопа (ОСТ-1) станции «Салют-4»

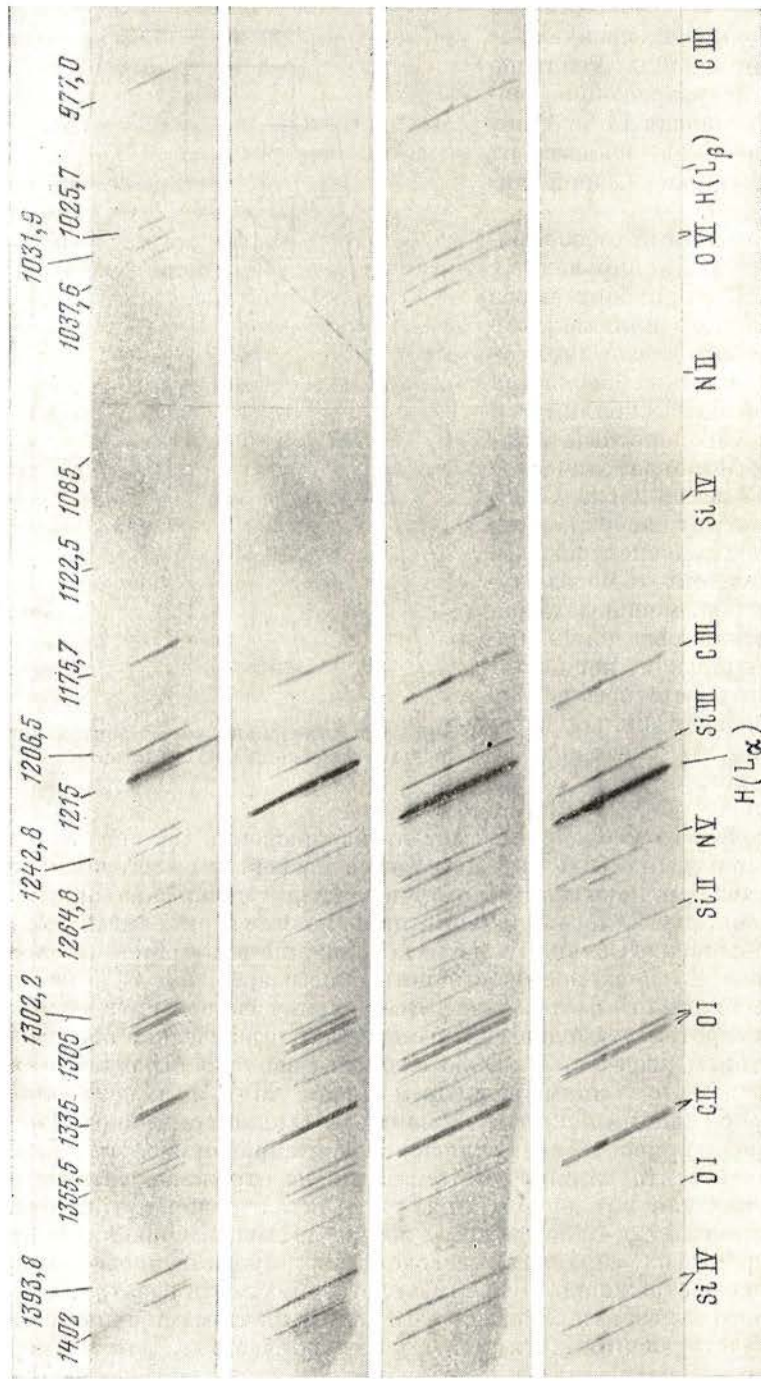


Рис. 2. Примеры спектров солнечных активных областей, сфотографированных с ОСТ-1

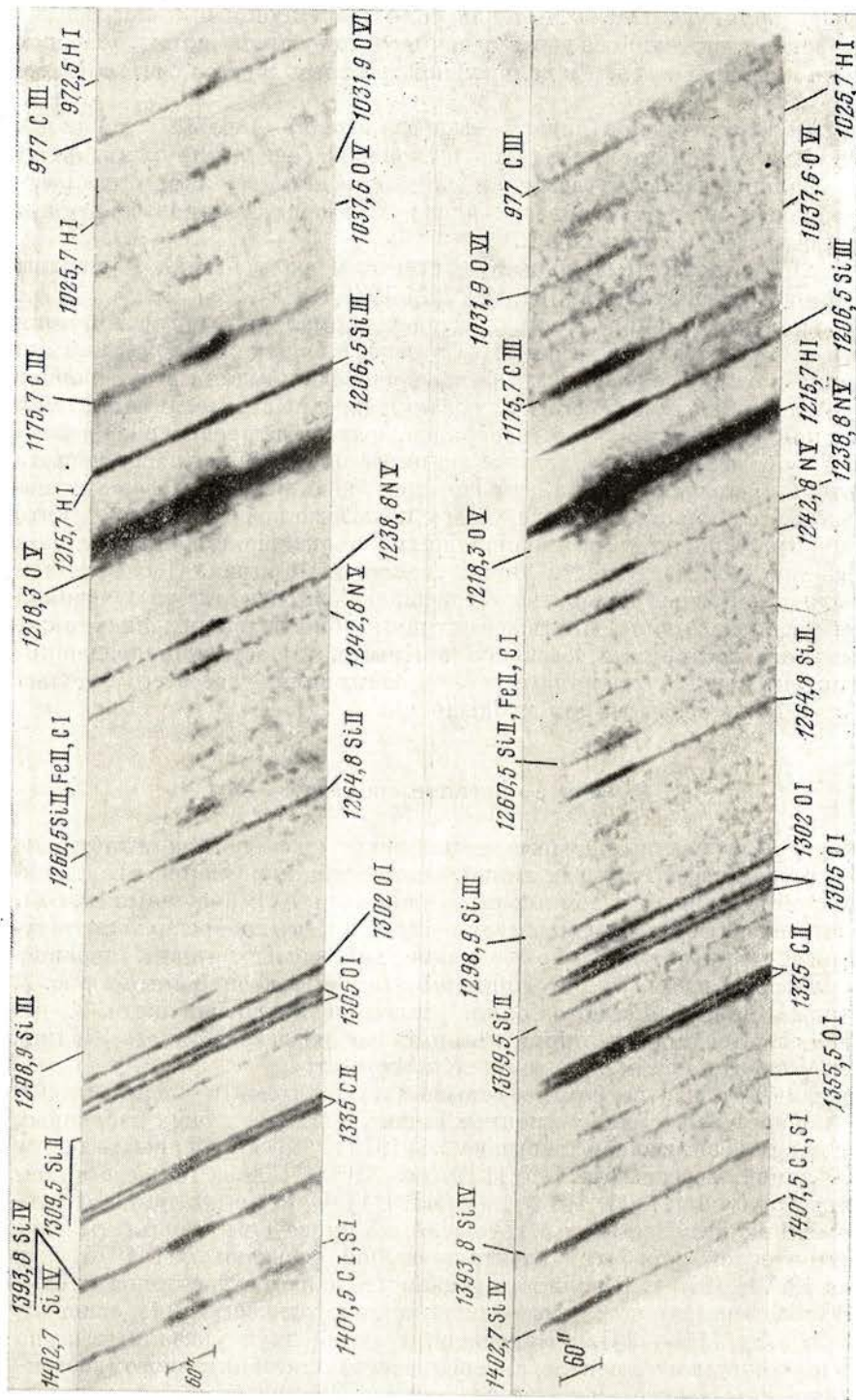


Рис. 3. Тонкая структура эмиссии в спектрах вспышки и активной области, наблюдавшихся 2. II 1975 г. на ОСТ-1 (отдельные участки спектра)

солнечный пучок в телескоп при выключенном датчике грубого наведения, была разработана методика поворота следящего зеркала на нужный угол по времени его движения по каждой координате, начиная от одного из крайних положений зеркала. При этом двигатели поворота зеркала включались вручную. После того как солнечный пучок был наведен на главное зеркало, включились датчики точного удержания Солнца, телескоп начал нормально работать, и в дальнейшем никаких сбояв в системе наведения не было.

В течение двух периодов (январь—февраль и июнь—июль 1975 г.) двумя экспедициями космонавтов получено свыше 600 спектрограмм активных областей Солнца, включая вспышки или поярчания, флоккулы, протуберанцы, пятна и спокойные области диска. Примеры спектров солнечных активных областей даны на рис. 2.

На рис. 3 показаны отдельные участки спектра вспышки и спектра яркого компактного флоккула, снятых 2.II 1975 г.

Чтобы получить яркие линии спектра с нормальной для фотометрии плотностью, каждую активную область фотографировали с 5—6 различными экспозициями от 0,25 с до 2 мин. Обычные экспозиции для протуберанцев были 2 ÷ 10 мин (в случае фотографирования спектра с экспозицией 10 мин щель устанавливалась так, чтобы изображение диска не проектировалось на щель спектрографа, при этом количество рассеянного в спектрографе света существенно уменьшалось). На всех спектрах щель пересекала как активную область, так и часть невозмущенного диска, что позволяло определять интенсивность усиленных или появившихся в активной области линий по отношению к интенсивности линий спокойного Солнца. После наблюдения каждой активной области фотографировался спектр невозмущенной части центра диска Солнца. Почти все активные области наблюдались также наземными обсерваториями, особенно в Крыму, и постоянно поддерживался контакт между астрономами и космонавтами, прежде всего с целью выбора активных областей для наблюдения.

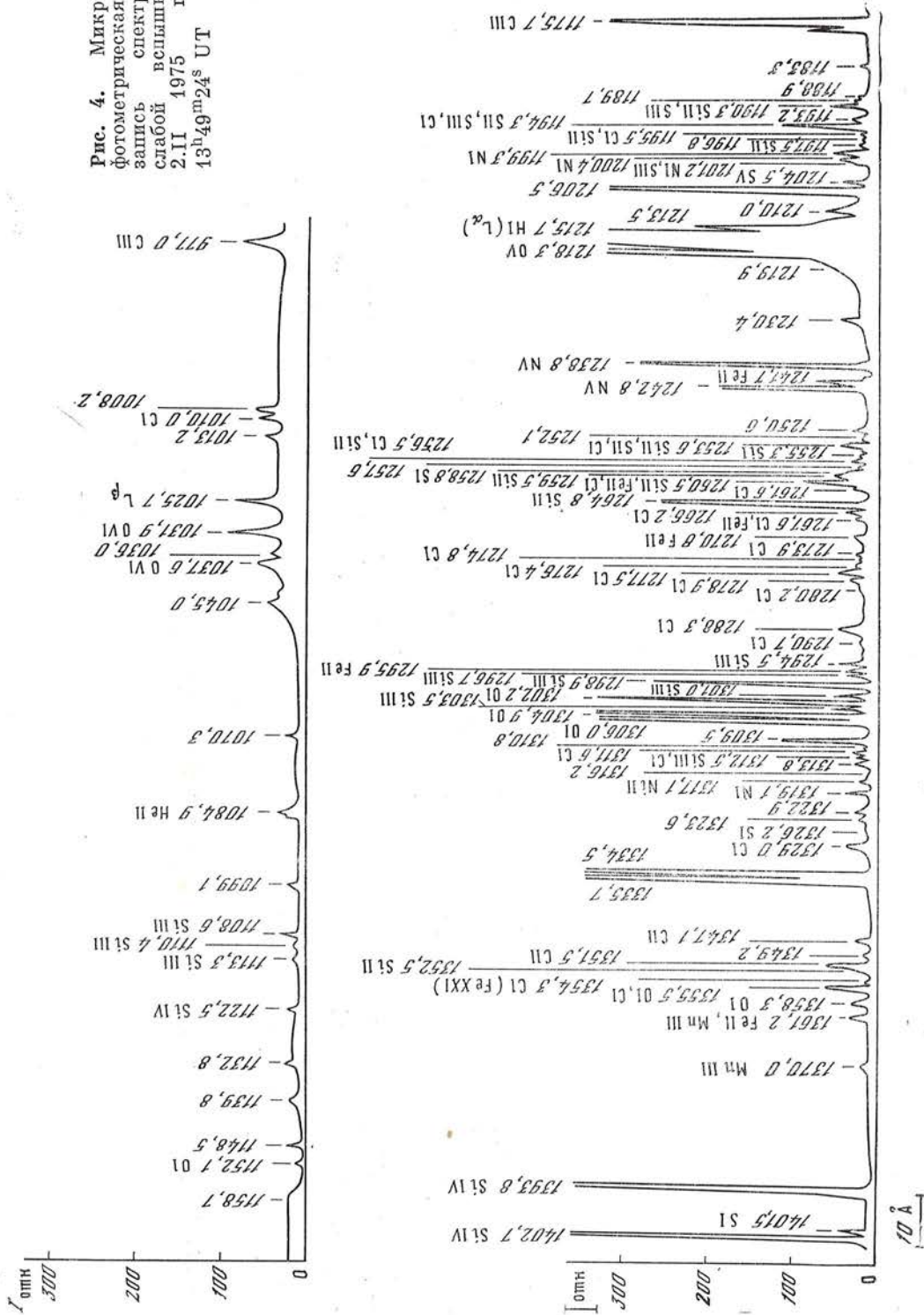
2. Общее описание спектра

Стигматичные спектры, которые мы получили, сразу показали такую же тонкую структуру эмиссионных линий, какая была характерна для активных областей по данным наземных наблюдений (см. А. Б. Северный [9, 10]). Многие эмиссионные линии показывают зигзаги и волнообразную структуру, асимметрию, различную по величине для разных линий, неравномерную плотность вдоль линии. Примеры этих эффектов видны на рис. 3.

Почти все линии спокойного Солнца усилены в активной области. Кроме того, наблюдаются многие линии, которые в области спокойного Солнца не видны на спектрограммах из-за их малой яркости.

По различным спектрограммам вспышек и флоккулов в области от 970 до 1430 Å обнаружено 145 эмиссионных линий, принадлежащих различным атомам и ионам. Так, в слабой вспышке 2.II 1975 г. (13^h50^mUT) наблюдается более 100 линий, во вспышке 11.VII 1975 г. (19^h00^mUT), а также в ярком западном флоккуле 12.VII 1975 г. (18^h45^mUT) — более 90 линий. Большинство из них отождествлены. На рис. 4 и 5 приведены результаты микрофотометрической обработки спектров слабой вспышки 2.II 1975 г. и флоккула 12.VII 1975 г. Шкала интенсивностей дана в относительных единицах. В табл. 1 приведены длины волн линий, их отождествление, основанное на работах [11 — 14], интенсивности линий двух указанных выше вспышек и флоккула и отношение интенсивностей линий активного (вспышка, флоккул) и соседнего участков спокойного Солнца, измеренных по одной и той же спектрограмме. Калибровка интенсивностей линий основана на наблюдениях спектра спокойного Солнца, выполненных на спутниках OSO-4 и OSO-6 и приведенных в [11, 12]. На рис. 6 показан для

Рис. 4. Микро-
фотометрическая
запись спектра
слабой вешки
2.11 1975 г.,
13^h49^m24^s UT



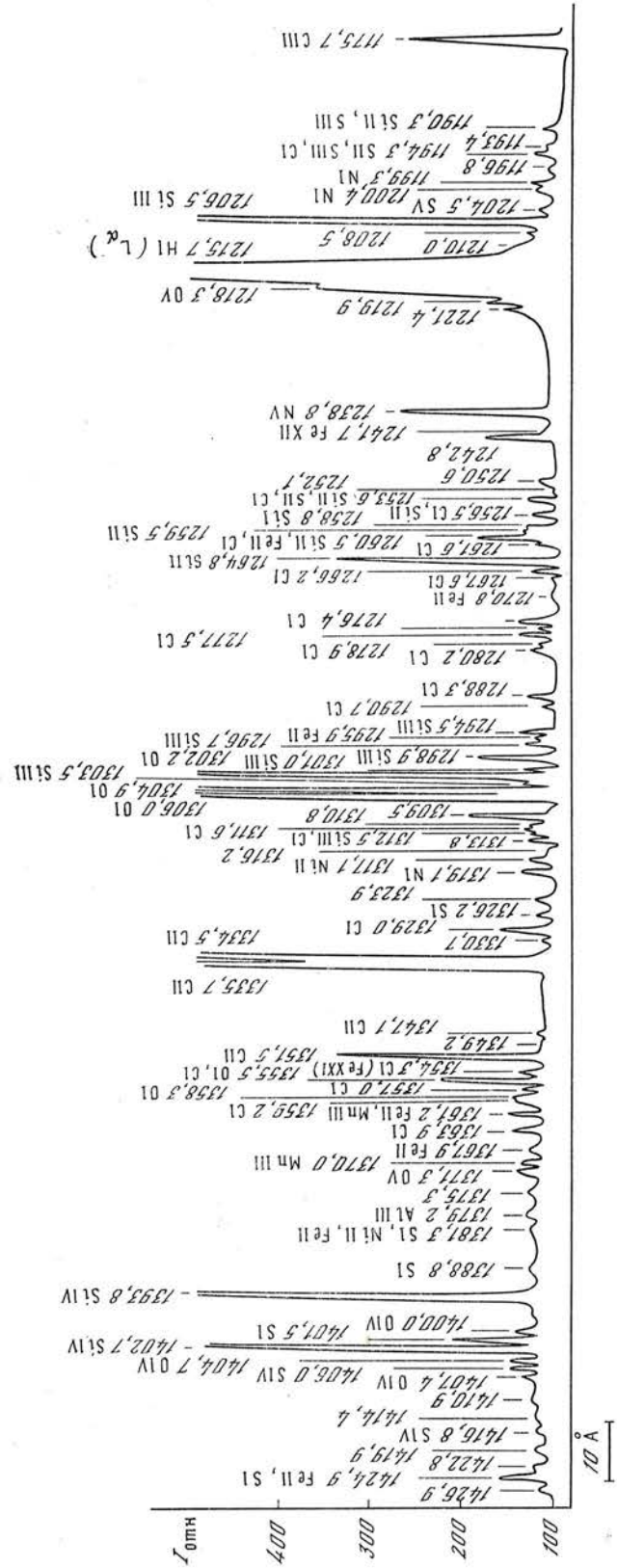


Рис. 5. Микрофотометрическая запись спектра западного флоккула 12.VII.1975 г., 18^h45^m UT

Таблица 1

№	$\lambda, \text{Å}$	Отождествление	Вспышка 2.II 1975 г.		Вспышка 11.VII 1975 г.		Флоккул 12.VII 1975 г.	
			Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{флок}}/I_{\text{спок}}$
1	1426,9	—					28	
2	1424,9	Fe II			191	4,2	135	3,2
3	1422,8	—					59	
4	1419,9	—					57	
5	1416,8	S IV			13		33	
6	1414,4	—			7		54	
7	1412,7	Fe II, S I			20		—	
8	1411,9	N I			14		—	
9	1410,9	—			21		35	
10	1409,4	S I			14		—	
11	1407,4	O IV			60		71	
12	1406,0	S IV			37		77	
13	1404,7	O IV			29		61	
14	1402,7	Si IV	3350	21,7	787	6,0	1060	5,1
15	1401,5	S I	175	2,2	160	2,0	209	2,8
16	1400,0	O IV			46		84	
17	1396,2	—			11		—	
18	1393,8	Si IV	6080	21,1	1546	6,4	2070	4,6
19	1388,8	S I					45	
20	1381,3	S I, Ni II, Fe II			27		71	
21	1379,2	Al III			14		77	
22	1375,3	—					69	
23	1371,3	O V			57		99	
24	1370,0	Mn III	55				58	
25	1367,9	Fe II					56	
26	1363,9	C I			75	1,2	96	
27	1361,2	Fe II, Mn III	68		90		83	
28	1359,2	C I			83	3,8	78	
29	1358,4	O I	72		60	1,3	160	
30	1357,0	C I			63	1,5	69	
31	1355,5	O I, C I	219	2,1	249	2,9	338	3,3
32	1354,3	C I (Fe XXI)	16		61		80	
33	1353,2	—			15		—	
34	1352,5	Si II	44				—	
35	1351,5	C II	186	3,0	245	4,5	496	8,2
36	1349,2	Fe XII	34		30		27	
37	1347,1	C II	46				32	
38	1345,4	—			25		—	
39	1341,0	—			13		—	
40	1340,0	—			31		—	
41	1335,7	C II	5340	6,4	3000	4,5	2910	2,6
42	1334,5	C II	4980	9,3	2760	4,9	2820	3,5
43	1332,2	—			23		—	
44	1330,7	—			41	1,0	29	
45	1329,0	C I	93		341	3,4	263	4,5
46	1326,2	S I	12		101		79	
47	1325,0	—			22		—	

Таблица 1 (продолжение)

№	$\lambda, \text{Å}$	Отождествление	Вспышка 2.II 1975 г.		Вспышка 11.VII 1975 г.		Флокула 12.VII 1975 г.	
			Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{флок}}/I_{\text{спок}}$
48	1323,9	—	52		70		124	
49	1321,1	—			28	1,1		
50	1322,9	—	50					
51	1319,1	N I	78	1,5	129	1,8	121	1,6
52	1317,1	Ni II	53		104	2,5	114	4,2
53	1316,2	S I, C I	8		11		67	
54	1315,4	—			25			
55	1313,8	—	57		51		71	
56	1312,5	C I, Si III	23		28		86	
57	1311,6	C I	33		124	2,4	112	
58	1310,8	—	10		94		56	
59	1309,5	Si II	232	3,2	391	4,3	289	3,2
60	1306,0	O I	1470	4,6	1650	3,4	1500	4,2
61	1304,9	O I	1630	4,5	1790	3,2	1530	4,5
62	1303,3	Si III	110	1,6	133		122	
63	1302,2	O I	1560	3,8	1720	3,3	1340	4,2
64	1301,0	Si III	122	1,4	129		84	
65	1298,9	Si III	418	3,4	310		263	
66	1297,0	—	40		47			
67	1296,7	Si III	28		92		96	
68	1295,9	Fe II	58		47	3,3	56	
69	1294,5	Si III	72		102		102	2,9
70	1290,7	C I	29		141		38	1,0
71	1288,3	C I	70	1,4	193	2,4	113	
72	1280,2	C I	27		209	2,4	144	1,5
73	1278,9	C I	43		195		61	
74	1277,5	C I	73		198		146	
75	1276,3	C I	42		118		57	
76	1274,8	C I	72		120	3,2	164	
77	1271,9	—			21			
78	1273,9	C I	12		84			
79	1270,8	Fe II?	44		52	1,7	35	
80	1267,6	C I, Fe II	36				28	
81	1266,2	C I	66		110	2,6	87	
82	1264,8	Si II	617	4,8	870	5,3	687	4,9
83	1261,6	C I	44		33		67	
84	1260,5	Si II, Fe II, C I	202		402	3,0	355	
85	1259,5	Si II	99		87		101	
86	1258,8	Si I	88		83		100	
87	1257,6	—	21		16			
88	1256,5	C I, Si I	55		38		84	
89	1255,3	Si I	22		16			
90	1254,6	—	16		6			
91	1253,6	Si II, S II, C I	102		68	1,5	117	
92	1252,1	—	13,2				15	
93	1250,6	S II	62				51	
94	1242,8	N V	290	7,7	435	12,0	238	5,5

Таблица 1 (продолжение)

№	$\lambda, \text{Å}$	Отождествление	Вспышка 2.II 1975 г.		Вспышка 11.VII 1975 г.		Флоккул 12.VII 1975 г.	
			Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{флок}}/I_{\text{спок}}$
95	1241,7	Fe XII	89				53	
96	1238,8	N V	558	5,8	750	12,2	482	6,0
97	1230,4	—	30					
98	1222,0	—			65			
99	1221,4	—					87	
100	1219,9	—	69	8,1	102		65	
101	1218,3	O V	637	9,0			218	3,1
102	1217,7	—			33			
103	1215,7	H I (L_{α})	259 000	5,1				
104	1213,5	—	148		64			
105	1212,6	—			61			
106	1210,0	—	87		49		41	
107	1209,0	—			88			
108	1208,5	—					28	
109	1206,5	Si III	4400	6,2	2960	5,0	2530	5,7
110	1204,5	S V	39		77		34	
111	1201,2	N I, S III	51				68	
112	1200,4	N I	54				68	
113	1199,3	N I	126				112	
114	1197,5	Si II	31				24	
115	1196,8	—	15				24	
116	1195,5	C I, Si II	16					
117	1194,3	Si II, S III, C I	130				110	
118	1193,2	Si II, C I	81				60	
119	1190,3	Si II, S III	108	1,9			65	
120	1189,7	—	20					
121	1188,9	—	12					
122	1183,3	—	21					
123	1175,7	C III	2017	11,2	1290	7,2	1700	9,2
124	1153,7	—	88					
125	1152,1	O I	13,6					
126	1148,5	—	29					
127	1139,8	C I	63					
128	1132,8	—	42					
129	1122,5	Si IV	75					
130	1113,3	Si III	74					
131	1110,4	Si III	61					
132	1108,6	Si III	92					
133	1099,1	—	80					
134	1084,9	N II, He II	286					
135	1070,3	—	111					
136	1045,0	—	536					
137	1037,6	O VI	1047	6,5				
138	1036,0	C II	308					
139	1031,9	O VI	1540	6,0				
140	1025,7	H I (L_{β})	980					

Таблица 1 (окончание)

№	$\lambda, \text{Å}$	Отождествление	Вспышка 2.II 1975 г.		Вспышка 11.VII 1975 г.		Флоккул 12.VII 1975 г.	
			Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{всп}}/I_{\text{спок}}$	Интенсивность, эрг·см ⁻² ·с ⁻¹ ·ср ⁻¹	$I_{\text{флок}}/I_{\text{спок}}$
141	1013,2	—	592					
142	1010,0	C II	440					
143	1008,2	—	585					
144	977,0	C III	3960	3,7				
145	972,5	H I (L _{γ})	125					

примера калибровочный график, построенный для одного из спектров вспышки 2.II 1975 г.

Интенсивность линий в области спокойного Солнца существенно флуктуирует вдоль линии. Особенно сильно (в 2 и более раз) изменяется яркость линий ионов и большинства слабых линий, что указывает на сильную неоднородность верхней хромосферы. Для сканов в области спокойного Солнца выбирались средние по яркости участки, что дает возможность довольно правильно привязать наши измерения к интенсивностям линий, полученным с меньшим пространственным разрешением.

Усиление интенсивностей линий активной области существенно различно для разных линий. Наиболее усилены во вспышках линии 1402,7 и 1393,8 Å Si IV — их интенсивность в 21 раз выше, чем в среднем в области спокойного Солнца. Во вспышке 2.II 1975 г. указанные линии усилены в одинаковое число раз; это свидетельствует о том, что в данной вспышке они остаются оптически тонкими.

Линии 1242,8 и 1238,8 Å N V усилены во вспышке 2.II в 7,7 и 5,8 раза. Более яркая линия этого дублета усилена немного меньше, чем слабая линия. Вероятно, это указывает на самопоглощение в центральной части линии 1238,8 Å. В других изученных активных образованиях эти линии усилены примерно в одинаковое число раз (в 12 раз во вспышке 11.VII и в ~ 6 раз во флоккуле).

Значительному влиянию самопоглощения подвержены линии 1335,7 и 1334,5 Å C II. В спокойной области Солнца отношение их интенсивностей примерно равно 1,5, а во вспышке 2.II они усилены соответственно в 6,4 и 9,3 раза и яркость их становится почти одинаковой. Подобная картина наблюдается также во флоккуле, но линии дублета здесь усиливаются соответственно только в 2,6 и 3,5 раза.

В наиболее интенсивных частях вспышек и флоккулов, где L_{α} имеет наиболее протяженные крылья, видна довольно яркая линия 1204,5 Å S V. В других частях активной области и на невозмущенном диске эта линия не видна, следовательно, во вспышке она усиливается по крайней мере в 4 раза по сравнению со спокойным Солнцем.

Существенно усилена — в 9 раз во вспышке 2.II линия 1218,3 Å O V. Но во флоккуле ее яркость только в 3,4 раза выше, чем на невозмущенном диске.

В 6 раз усилена во вспышке линия 1031,9 Å O VI и примерно так же увеличена яркость линии 1037,6 Å O VI.

Очень яркая резонансная линия 1206,5 Å Si III усилена как во вспышках, так и во флоккуле в 5—6 раз, в то же время довольно яркая линия 1298,8 Å Si III усилена только в 3,4 раза, а линия того же иона 1301 Å уси-

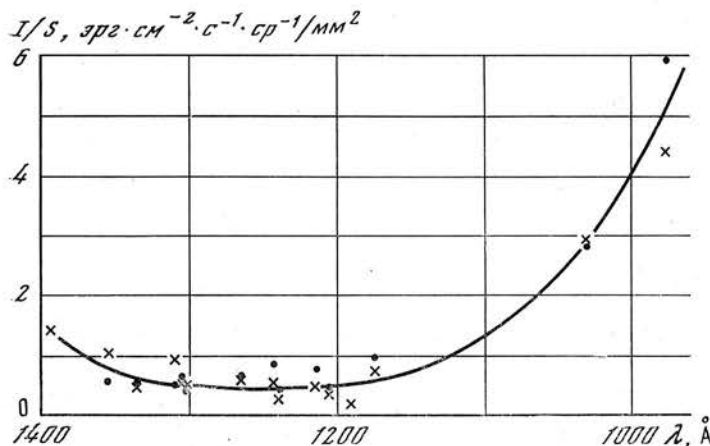


Рис. 6. Калибровочный график для приведения интенсивностей линий к абсолютным единицам для спектра одной вспышки 2.II 1975 г. $13^{\text{h}}49^{\text{m}}24^{\text{s}}\text{UT}$

лена всего лишь в 1,4 раза. Возможно, что эта линия принадлежит не иону кремния, а какому-то нейтральному атому.

Линии Si II усилены умеренно: линия 1309,5 Å в 3,2—4,3 раза, 1264,8 Å в 4,8—5,3 раза.

Интенсивность линии 1175,7 Å C III в слабой вспышке 2.II 1975 г. увеличена в 11,2 раза, в то время как линия 977 Å C III усилена только в 3,7 раза. Отношение интенсивностей I_{1175}/I_{977} в этой вспышке достигало 0,80 (в невозмущенных участках Солнца, согласно [15], это отношение равно 0,35). Следует отметить, что в отдельных небольших участках (размером около $10''$) ярких флоккулов отношение интенсивностей указанных линий достигает 0,93, что, вероятно, указывает на весьма сходные физические условия в переходном слое над вспышками и локальными областями ярких флоккулов.

Линии нейтральных атомов, за исключением очень ярких линий O I, усилены, как правило, в 1,5—3 раза.

Таким образом, наибольшему усилению во вспышках подвержены линии высокоионизованных атомов. Ионы средней степени ионизации усилены умеренно, а нейтральные атомы — слабо. Вероятно, это свойство является общим для всех вспышек. Аналогичные выводы были сделаны также из рассмотрения материалов наблюдений на «Скайлэбе» [16].

В спектре вспышки наблюдаются линии 1241,7 Å (умеренной яркости) и 1349,1 Å (слабая) Fe XII. Возможно, что на линию C I 1354,3 Å накладывается слабая линия иона Fe XXI.

Электронная концентрация в солнечных вспышках может быть определена из наблюдаемого отношения интенсивностей некоторых спектральных линий. Мунро с соавторами [17] и Джордан [18] нашли, что отношение интенсивностей линий 1175 и 977 Å бериллиеподобного иона C III чувствительно к электронной концентрации n_e в той области, где возникают эти линии. В [19] Джордан дает детальный анализ вычислений отношений интенсивностей для этих линий.

По нашим наблюдениям, отношение интенсивностей I_{1175}/I_{977} равно: во вспышке 2.II 1975 г. 0,80; в области поднимающейся плазмы компактного яркого флоккула 2.II 1975 г. 0,93, в области опускающейся плазмы этого флоккула 0,61. Эти отношения интенсивностей в общем находятся в согласии с [17]. Из анализа Джордан мы взяли электронную концентрацию n_e , соответствующую случаям V и VII, фиг. 2 [19], откуда следует, что во всех указанных выше активных образованиях $n_e > 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такое значение n_e близко к электронной концентрации, которую мы получили из анализа крыльев линии L_{α} (см. ниже). Конечно, крылья L_{α} образуют-

ся в более холодной (и более плотной) плазме, чем линии С III, для возникновения которых требуется, согласно [20], температура около $55 \cdot 10^3$ К. Следует отметить, что авторы [15] считают, что на отношении интенсивностей линий 1175 и 977 Å может оказывать сильное влияние электронная температура T_e , при этом отношение интенсивностей линий может увеличиваться за счет роста не электронной концентрации, а температуры. Наблюдаемое отношение интенсивностей указанных линий можно также объяснить ростом T_e до $\sim 90 \cdot 10^3$ К при $n_e \sim 10^{11}$ см⁻³.

3. Рассмотрение контуров лаймановских и некоторых других ультрафиолетовых линий

Стигматические спектры, описанные выше, в отличие от астигматических, полученных на американской станции «Скайлэб», не обременены влиянием «примеси» от соседних участков Солнца, что особенно важно для надежного определения фактических физических условий в плазме активной области, которая обычно имеет размер меньший, чем астигматическое расширение линий поперек спектра.

Большие возможности количественного изучения открывают лаймановские эмиссионные L_α -, L_β -линии (переходы с основного уровня на второй и третий). Количественное изучение фактических контуров этих линий, которое проводится впервые, позволит оценить число атомов водорода в *основном состоянии* в плазме активной области, ее электронную плотность и температуру. Эти данные получались ранее из наземных измерений спектра, но они базировались на субординатных линиях (в основном балмеровской серии) видимой области спектра, тогда как подавляющее число атомов водорода находится в основном состоянии и может быть надежно определено только по линиям серии Лаймана. Что касается числа атомов в основном состоянии, то оно вообще до сих пор определялось только косвенным путем, из спекулятивных соображений.

Обратимся к измерениям. На рис. 7 показано измеренное распределение интенсивности в спектральном участке, включающем L_α , для активной области за 2. II 1975 г. Мы видим, что L_α -линия в активной области имеет очень широкие крылья, достигающие 20 Å. Это хорошо видно из распределения интенсивности в пределах линии L_α на рис. 8, где оно предварительно освобождено от blendирующихся на него узких линий и где также учтен ход интенсивности непрерывного спектра, который может быть исключен путем тщательной фотометрии областей справа и слева от линии L_α . Заметим, что одна единица интенсивности на наших графиках — очень малая величина 1,5 эрг/см²·с·Å·ср. Далее, контур L_α показывает обычную для видимой области спектра асимметрию, типичную для вспышек и поярчений, именно: *избыточную яркость красного крыла* по сравнению с синим — свойство, хорошо выраженное обычно в контурах линии H_α . Это явление не получило до сих пор надежного объяснения, возможно, оно связано со сжатием плазмы вспышек, как это было указано в [21].

Для выяснения природы уширения контура L_α мы изучили поведение всех доступных нам контуров в координатных осях ($\lg I_\lambda$, $\lg \Delta\lambda$). Примеры контуров в этих осях представлены на рис. 9 для двух разных активных областей; там же приведены значения K , характеризующие крутизну контура ($K = d \lg (I - I_B) / d \lg \Delta\lambda$, где I_B — интенсивность фона — «подложки»). Эти графики показывают, что крылья L_α -контуров могут хорошо быть представлены в плоскости $\lg I_\lambda$, $\lg \Delta\lambda$ *прямыми линиями* с угловым коэффициентом K , близким к 2,5 в средней части, и величиной K около 2 в далеком крыле (как для красного — точки, так и для синего крыла — крестики). У других контуров — поярчения — средняя часть контура хорошо следует закону $I_\lambda \sim \Delta\lambda^{-2}$. Аналогичное распределение $I_\lambda \sim \Delta\lambda^{-2}$ имеет место также для всего крыла L_β (см. ниже).

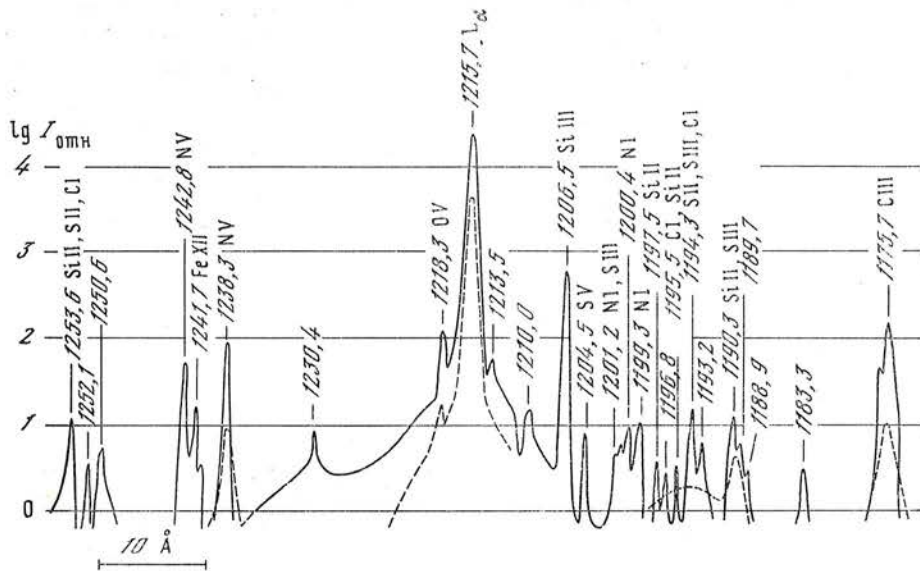


Рис. 7. Фотометрический профиль участка возле L_{α} для вспышки 2.11 1975 г., $16^{\text{h}}49^{\text{m}}24^{\text{s}}$ московского времени (м. в.)

Сплошная линия — для вспышки, штриховая — для спокойного участка

Выражение для интенсивности выходящего излучения (в пренебрежении непрерывным излучением, в соседстве с лаймановскими линиями оно в пределах фона, менее одной единицы интенсивности)

$$I_{\lambda} = \int_0^{\tau_{\lambda \max}} S(\tau) e^{-\tau} d\tau_{\lambda} = \bar{S} (1 - e^{-\tau_{\lambda \max}}), \quad (1)$$

где \bar{S} — среднее значение функции источника в интервале $(0, \tau_{\lambda \max})$, ответственном за образование рассматриваемых далеких крыльев. Это выражение показывает, что фактически наблюдаемое в крыле поведение интенсивности $I_{\lambda} \sim \Delta\lambda^{-n}$ ($n = 2,5 \div 2$) совпадает с теоретическим, ожидаемым, если в рассматриваемом диапазоне $\Delta\lambda \geq 3 \div 5 \text{ \AA}$, $\tau_{\lambda \max} < 1$ и $\bar{S} = \text{const}$, ибо в этом случае выражение (1) будет

$$I_{\lambda} \approx \bar{S} \tau_{\lambda} \sim \bar{S} \Delta\lambda^{-n}, \quad n = \begin{cases} 2,5 & \text{для штарк-эффекта,} \\ 2,0 & \text{для доплер-эффекта и затухания,} \end{cases} \quad (2)$$

поскольку коэффициент поглощения в этом случае $k_{\lambda} \sim \Delta\lambda^{-n}$.

Если формула (1) может удовлетворительно описать наблюдаемые контуры крыльев, т. е. если значения T_{kin}, N_1, n_e (N_1 — число атомов водорода в основном состоянии, в колонке с основанием 1 см^2) таковы, что для вычисленного τ_{λ} и $\bar{S} = \text{const}$ мы имеем хорошее согласие между (1) и наблюдаемыми контурами крыльев, так что величина $I_{\lambda \text{ наб}} / (1 - e^{-\tau_{\lambda}})$ оказывается практически постоянной, а $\tau_{\lambda} \ll 1$ в крыльях линий L_{α} (и L_{β}), то можно считать, что выбранные значения T_{kin}, N_1, n_e достаточно достоверно в среднем описывают физическое состояние плазмы.

Рассмотрим подробнее выражения для $\tau_{\lambda} = N_1 k_{\lambda}$ для обоих интересующих нас случаев расширения из-за штарк-эффекта и эффекта затухания для линий L_{α} и L_{β} .

Доплер-эффект и затухание. Для L_{α} ($\lambda = 1,215 \cdot 10^{-5} \text{ см}$) и T_{kin} порядка 10^4 (что несущественно, см. ниже) имеем

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = 0,0522 \text{ \AA}. \quad (3)$$

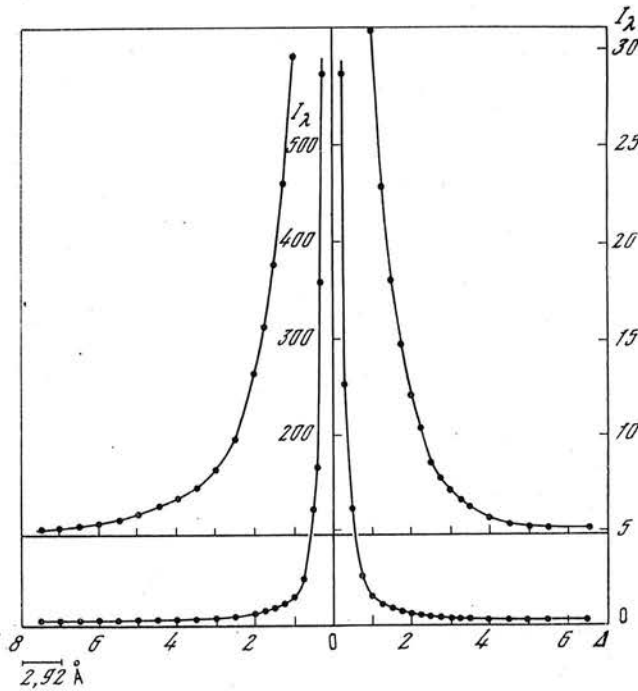
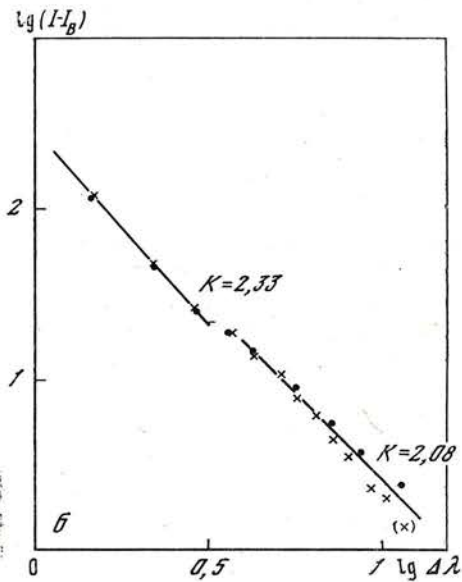
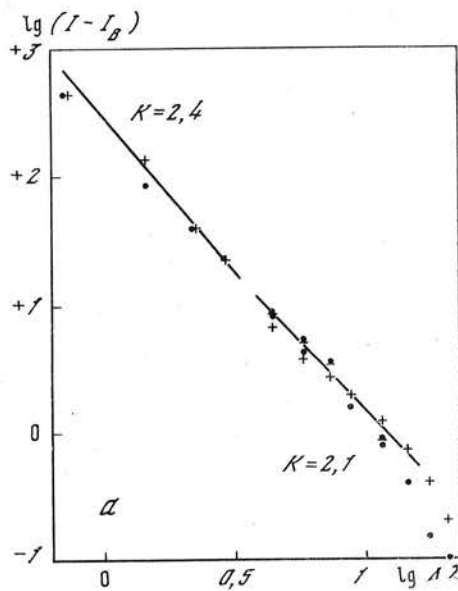


Рис. 8. Фотометрический контур линии L_{α} во вспышке 2.II 1975 г., $15^{\text{h}}49^{\text{m}}24^{\text{s}}$ м.в.

Масштаб интенсивности для центральной части контура (в середине) сокращен в 20 раз. Единица масштаба по горизонтали $2,92 \text{ \AA}$

Рис. 9. Распределение интенсивности в контуре линии L_{α} в поярчании (а) $21^{\text{h}}58^{\text{m}}$ м.в. 11.VII 1975 г. (спектр G) и во вспышке (б) 2.II 1975 г., $16^{\text{h}}49^{\text{m}}56^{\text{s}}$ (спектр № 1)

Точки — красное крыло, кресты — синее



Нас интересует участок $\Delta\lambda \geq 1 \text{ \AA} \gg \Delta\lambda_{\text{D}}$, где можно использовать приближенное выражение [22]

$$k_{\lambda}(v) = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{\gamma f_{1k}}{(\omega - \omega_0)^2} \left[1 + \frac{3}{2} v^2 + \dots \right], \quad v \equiv \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_{\text{D}}}, \quad \Delta\omega \equiv \omega - \omega_0. \quad (4)$$

Переходя от ω к длине волны ($\omega = 2\pi c/\lambda$) и вводя ширину $\Delta\lambda_{\text{N}}$ естественного затухания соотношением

$$\Delta\lambda_{\text{N}} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \gamma, \quad (5)$$

получим

$$k(\Delta\lambda) = \frac{e^2}{2mc^2} f_{1k} \Delta\lambda_N \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda^2} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{\Delta\lambda_D}{\Delta\lambda} \right)^2 + \dots \right] \quad (6)$$

В интересующих нас случаях величина γ определяется только спонтанными переходами с верхнего уровня ($k = 2, 3$) на нижние: $\gamma = \gamma_{21} = A_{21} = 4,69 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ для L_α и $\gamma = \gamma_3 = A_{32} + A_{31} = 0,98 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ для L_β (см. [22], § 45). Поэтому имеем

$$\Delta\lambda_N(L_\alpha) = 3,67 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}, \quad \Delta\lambda_N(L_\beta) = 0,546 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}. \quad (7)$$

Величина в квадратных скобках (6) в области $\Delta\lambda \geq 1$ равна единице с точностью до 0,4%, поэтому, учитывая, что сила осциллятора $f_{12} = 0,416$, для оптической толщи в крыле L_α получим

$$\tau_\lambda^D = N_1 k(\Delta\lambda) = 3,165 \cdot 10^{-20} N_1 \Delta\lambda^{-2}, \quad (8)$$

а для L_β ($f_{13} = 0,0791$)

$$\tau_\lambda^D = 0,126 \cdot 10^{-20} N_1 \Delta\lambda^{-2}, \quad (9)$$

где $\Delta\lambda$ выражено в ангстремах.

Штарк-эффект. Согласно работе Грима [23], величина k_λ в этом случае может быть представлена в виде

$$k_\lambda = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f_{1k} \varphi(\Delta\lambda), \quad (10)$$

где

$$\varphi(\Delta\lambda) = \frac{1}{K_{ab} F_0} T^n(\beta, \gamma), \quad (11)$$

а величина

$$\beta \equiv \frac{\alpha}{K_{ab}} = \frac{\Delta\lambda}{K_{ab} F_0}. \quad (12)$$

Здесь F_0 — «нормальная напряженность поля»:

$$F_0 = 2,61 \text{ ен}^{2/3} = 2,61 \text{ e} (2P_e/kT)^{2/3}, \quad (13)$$

n — число заряженных частиц. Величины K_{ab} табулированы в [23] (табл. 1) и для L_α и L_β они суть

$$K_{12} = 0,356 \cdot 10^{-3}, \quad K_{13} = 0,56 \cdot 10^{-3}, \quad (14)$$

если величина α (12) выражена в ангстремах на величину поля F_0 , выраженную в CGSE (для перевода в единицы CGS для вычисления k_λ величины (14) нужно умножить на 10^{-8}).

Для L_α величина β (12), согласно (14), есть

$$\beta = \frac{2,809 \cdot 10^3}{F_0} \Delta\lambda (\text{\AA}) \equiv q \Delta\lambda (\text{\AA}). \quad (15)$$

Величина γ характеризует влияние электронов на расширение уровней и выражается через температуру T_{kin} и электронную плотность n_e следующим образом для L_α :

$$\begin{aligned} \gamma &= 5,6 \cdot 10^{-6} n_e^{1/3} Z^{-1} T_{\text{kin}}^{-1/2} \left[\lg \frac{4 \cdot 10^6 Z T_{\text{kin}}}{b^2 N^{1/2}} - 0,125 \right] \frac{b^5 + a^5}{b^2 - a^2} = \\ &= 6,16 \cdot 10^{-5} n_e^{1/3} T_{\text{kin}}^{-1/2} \left[\lg \frac{10^6 T_{\text{kin}}}{N^{1/2}} - 0,125 \right], \end{aligned} \quad (16)$$

где a и b — главные квантовые числа нижнего и верхнего уровней ($a = 1$; $b = 2$; 3), $Z = 1$.

Отправляясь от наземных оптических измерений спектров вспышек [24, 25], мы можем считать величину n_e заключенной в пределах от 10^{12}

до 10^{13} см^{-3} , а величину T_{kin} от 10^4 до $2 \cdot 10^4 \text{ K}$ [26]. Табл. 2 дает значения γ в этом диапазоне n_e и T_{kin} .

При наших n_e величина $F_0 \ll 1$, поэтому в интересующем нас диапазоне $\Delta\lambda \geq 1 \text{ \AA}$, $\beta \gg 1$, согласно (15), $\gamma \ll 1$ и выполняется достаточно точно, согласно [23], приближение

$$T^{\text{H}}(\beta, \gamma) \approx 1,5\beta^{-3/2} + \frac{\gamma}{\pi} \beta^{-2} = \frac{1,5q^{-3/2}}{\Delta\lambda^{3/2}} [1 + Q\Delta\lambda^{1/2}]. \quad (17)$$

В табл. 3 приведены значения F_0 , q и Q для интересующего нас диапазона значений T_{kin} и n_e .

Т а б л и ц а 2

T_{kin}	$n_e = 10^{12}$	$n_e = 10^{13}$
10^4	0,0239	0,0448
$2 \cdot 10^4$	0,0182	0,0345

Т а б л и ц а 3

n_e	F_0	q	T_{kin}	Q
10^{12}	0,198	$1,418 \cdot 10^4$	10^4	0,575
			$2 \cdot 10^4$	0,542
10^{13}	0,919	$0,306 \cdot 10^4$	10^4	0,431
			$2 \cdot 10^4$	0,410

Из этой таблицы видим, что второй член с γ в (17) начинает играть роль при $\Delta\lambda \geq \sim 3 \text{ \AA}$ в случае $T = 10^4$ и при $\Delta\lambda \geq \sim 6 \text{ \AA}$ в случае $T = 2 \cdot 10^4$. Однако поглощение, вызванное естественным затуханием, при таких $\Delta\lambda$ может начать перевешивать штарковское. Перейдем к выражению для коэффициента поглощения. Подставив (17) в (11) и (10), получим

$$k_\lambda = 5,46 \cdot 10^{-20} \frac{F_0^{3/2}}{\Delta\lambda^{3/2}} (1 + Q\Delta\lambda^{1/2}), \quad (18)$$

где $F_0^{3/2} = 8,81 \cdot 10^{-14} n_e$, согласно (13), и при значении $n_e = 10^{13}$

$$k_\lambda = 4,81 \cdot 10^{-20} \Delta\lambda^{-3/2} (1 + Q\Delta\lambda^{1/2}). \quad (19)$$

Сравнивая (18) и (8), находим, что оба коэффициента становятся близки друг к другу при $\Delta\lambda \approx 16 \text{ \AA}$; при $\Delta\lambda > 16 \text{ \AA}$ k_λ (8) преобладает над штарковским коэффициентом¹.

Как ранее отмечалось, точная микрофотометрия контуров показывает, что в ряде случаев (2.II 1975 г.) контуры на среднем участке крыла (примерно от 3 до 10 \AA) хорошо следуют зависимости $k_\lambda \sim \Delta\lambda^{-3/2}$, а в других получается зависимость $\Delta\lambda^{-2}$ для всего крыла. Это показывает, видимо, что в последних случаях заметную роль играет второй член с Q в выражении (18), т. е. что там электронная плотность меньше, — сравнима с 10^{12} или ниже. Мы сейчас рассмотрим случай более плотного поярчения — вспышки 2.II 1975 г.

В случае поярчений вспышек 2.II и 11.VII 1975 г. во внутренней части крыльев линий $3 \text{ \AA} \leq \Delta\lambda \leq 7,5 \text{ \AA}$ контуры показывают зависимость $\Delta\lambda^{-3/2}$

¹ Аналогичные вычисления для L_β показывают, что расширение в основном производится процессом естественного затухания.

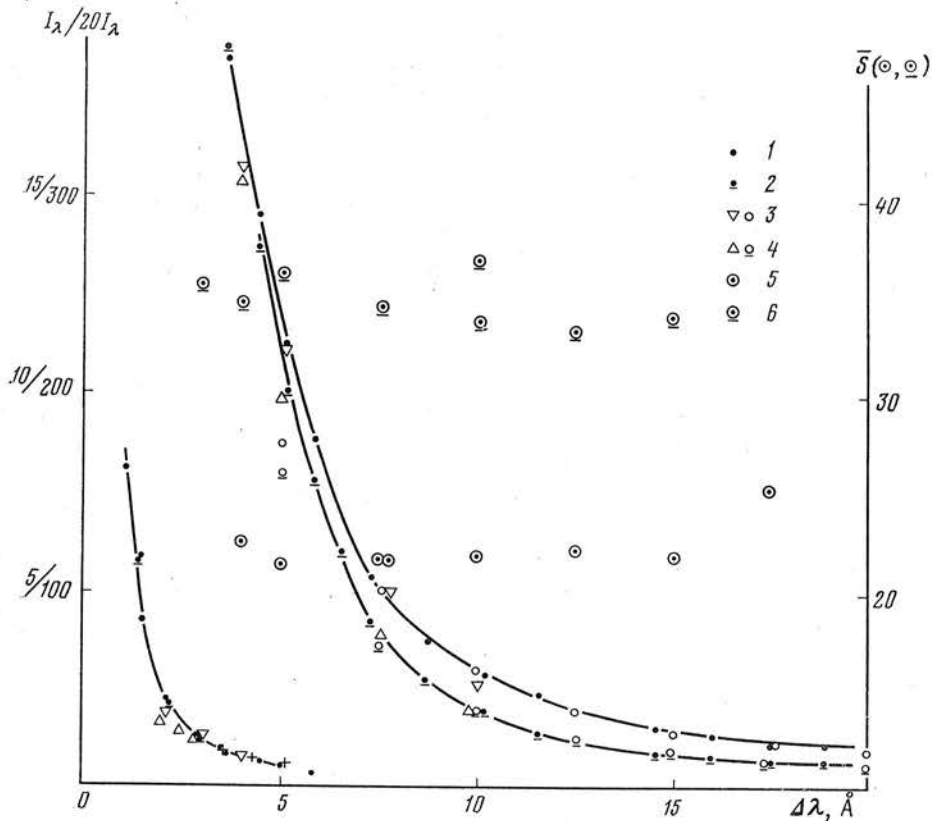


Рис. 10. Наблюдаемые контуры L_{α} вспышки 2.II 1975 г., $16^{\text{h}}49^{\text{m}}24^{\text{s}} - 16^{\text{h}}50^{\text{m}}28^{\text{s}}$ м.в. (спектр 1)

1 — красное крыло, 2 — синее крыло (наблюдения), 3 — красное крыло (вычисления, см. текст), 4 — синее крыло (вычисления), 5 — величина \bar{S} для красного крыла, 6 — та же величина для синего крыла. Масштаб для центра линии в 20 раз сокращен

и могут быть расширены штарк-эффектом, в первом приближении вторым членом в (18) пренебрегаем. Во внешней части ($\Delta\lambda \geq 7 \div 10 \text{ \AA}$) зависимость близка к $\Delta\lambda^{-2}$ (см. наблюдаемые контуры на рис. 8 и 9). Поэтому при $\Delta\lambda = 7 \div 10 \text{ \AA}$ значения τ_{λ} , определяемые (8) и (18), приблизительно одинаковы, что ведет к условию $F_0^{3/2} = 1,82$ (без члена с Q), или, согласно (13),

$$n_e \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}. \quad (20)$$

Это значение не противоречит тем оценкам, которые были сделаны в разделе 2 по отношениям интенсивностей линий С III-ионов, а также хорошо согласуется с более ранними определениями n_e по бальмеровскому спектру вспышек [25].

На рис. 10 показано сравнение наблюдаемых контуров во вспышке 2. II 1975 г. $16^{\text{h}} 49^{\text{m}} 24^{\text{s}} - 16^{\text{h}} 50^{\text{m}} 28^{\text{s}}$ (московское время, спектр 1) с вычисленными по формуле (1) при n_e , согласно (20), и значениях N_1 , при которых соответствие получается наилучшим, считая, что при $\Delta\lambda = 7,5 \text{ \AA}$ теория и наблюдения совпадают, как в случае штарковского расширения (без члена с Q), так и затухания. Для штарковской части красного крыла ($\Delta\lambda < 7,5 \text{ \AA}$) это ведет к $N_1 = 4,19 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, а для затухания — к значению $N_1 = 4,68 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ ($\Delta\lambda > 7,5 \text{ \AA}$). Для синего крыла эти величины соответственно суть $N_1 = 2 \cdot 10^{20}$ ($\Delta\lambda < 7,5 \text{ \AA}$) и $N_1 = 1,75 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ ($\Delta\lambda > 7,5 \text{ \AA}$). Полуэмпирическая величина $\bar{S} = I_{\lambda \text{ наб}} / (1 - e^{-\tau})$ для этих

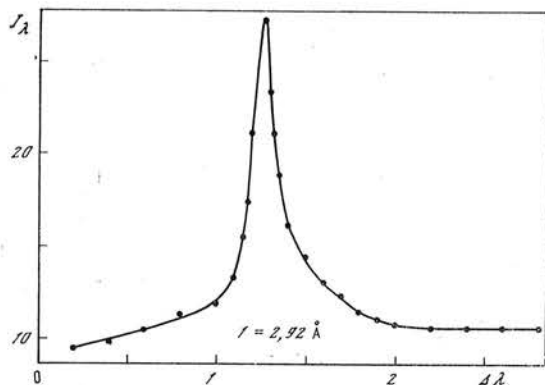


Рис. 11. Контур L_β во вспышке 2.II 1975 г., $16^{\text{h}}49^{\text{m}}56^{\text{s}}$ м.в. (спектр 1)

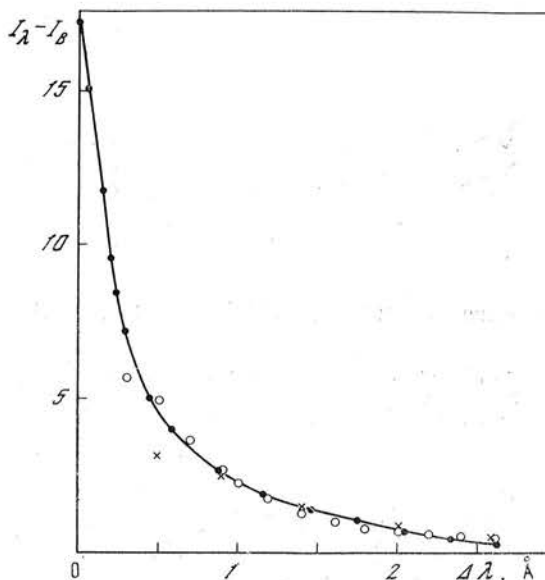


Рис. 12. Средний для синего и красного крыльев контур L_β

Наблюдаемый — точки, вычисленный — кружки при $N_1 = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$, крестинки — вычисленный при $N_1 = 10^{21} \text{ см}^{-2}$

Для спектра, полученного на 3 мин раньше ($16^{\text{h}}46^{\text{m}}39^{\text{s}}$ — $16^{\text{h}}47^{\text{m}}39^{\text{s}}$ московского времени), контур только L_α был доступен для фотометрирования (L_β на нем очень слаба, что, по-видимому, связано с некоторым сдвигом активной области на щели спектрографа). Наилучшее соответствие для L_α здесь достигается опять-таки комбинацией штарковского расширения и расширения вследствие затухания при значениях

$$n_e \geq 2 \cdot 10^{13}, \quad N_1 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}, \quad (22)$$

т. е. при том же или несколько большем n_e , и значении N_1 в 10 раз меньшем, чем в предыдущем случае; возможно, это связано с более сильной ионизацией в этой части активной области (рис. 13). Аналогичные значения N_1 и n_e были получены также для поярчания, наблюдавшегося второй

значений N_1 ($n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), в различных точках крыла контура приведена на том же рис. 10 (кружки с точкой): мы видим, что при найденных n_e и N_1 величины S практически не меняются в крыльях для $\Delta\lambda > 3 \text{ \AA}$. Отметим, что для рассматриваемой области крыльев $\tau_\lambda \leq \sim 1,5$. Таким образом, получается взаимно согласованное количество истолкование контура L_α в крыльях линии при значениях $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $N_1 = (2 \div 4) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Так как красное крыло не так сильно бледнено, как синее, то, вероятно, значение

$$N_1 = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \quad (21)$$

более соответствует фактическому состоянию во вспышке.

Рис. 11 показывает фотометрический контур линии L_β , а на рис. 12 средний для двух крыльев (синего и красного) контур линии L_β сравнивается с расчетным по формуле (1) и τ_λ , вычисленным согласно (9). Наилучшее соответствие расчетного контура с теоретическим получается для крыльев $\Delta\lambda > 1 \text{ \AA}$ при значениях $N_1 = 4 \cdot 10^{20}$, т. е. при том же значении, что и в случае L_α (значение $N_1 = 10^{21}$ дает несколько худшее согласие). Таким образом, обе линии L_α и L_β ведут к одинаковым значениям числа атомов водорода в основном состоянии N_1 . Это может устранить возможное возражение о неоднозначности интерпретации контуров лаймановских линий, базирующейся на одной только линии L_α или L_β [27].

экспедицией на «Салюте-4», 11.VII 1975 г. (22^h03^m московского времени, спектр А), именно $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_1 = 4,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

Аналогичные рассмотрения можно применить для спокойной хромосферы, вне активной области. На рис. 14 приведены контуры L_α в спокойной хромосфере, вне вспышки 2.II 1975 г. Наилучшее соответствие здесь дает штарковское расширение при

$$n_e \approx 1,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$$

и

$$N_1 \approx 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}, \quad (23)$$

Согласно наиболее детальной модели хромосферы Вернацца с сотрудниками [28], на высотах 1000—1400 км, где возникают крылья L_α (центральная часть возникает на высотах $h > 2100$ км), мы имеем $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $n_1 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, так что $N_1 = n_1 H \approx 10^{13} \cdot 1,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} = 1,4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ (H — характерная высота). Эта величина хорошо согласуется с нашим значением (23). Но для n_e имеется некоторое расхождение на множитель, близкий к 5, или несколько меньше. Если мы допустим, что значение n_e , найденное Вернацца и соавторами, правильное, мы должны допустить $N_1 = 10^{22}$, чтобы согласовать наш наблюдаемый профиль с вычислениями, которые требуют $N_1 n_e = 2 \cdot 10^{33}$.

В любом случае сравнение данных для активных областей (20) — (22) с данными для спокойной хромосферы (23) показывает, что в активной области n_e в 10 — 100 раз больше, а N_1 в 10—100 раз меньше, чем в спокойной хромосфере. Так как $n_e = n_p$, это означает, что ионизация в активной области в 10^2 — 10^4 раз больше, чем в спокойной хромосфере.

Оценим количественно ионизацию и соответствующую ей кинетическую температуру T_{kin} . Это можно попытаться сначала

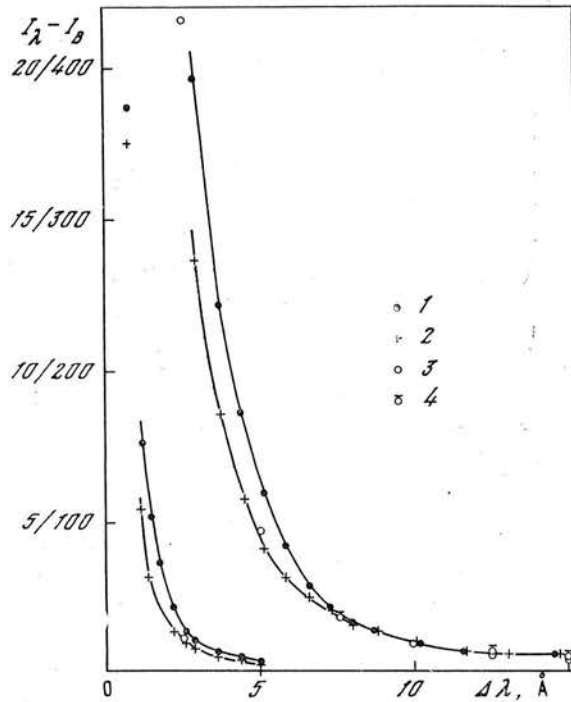


Рис. 13. Контур L_α во вспышке 2.II 1975 г., 16^h46^m39^s — 16^h47^m39^s м.в. (спектр 4)

1 — красное, 2 — синее крыло (наблюдения); 3 — штарковское расширение ($n_e \geq 2 \cdot 10^{13}$, $N_1 = 5 \cdot 10^{19}$), 4 — естественное затухание ($N_1 = 5 \cdot 10^{19}$)

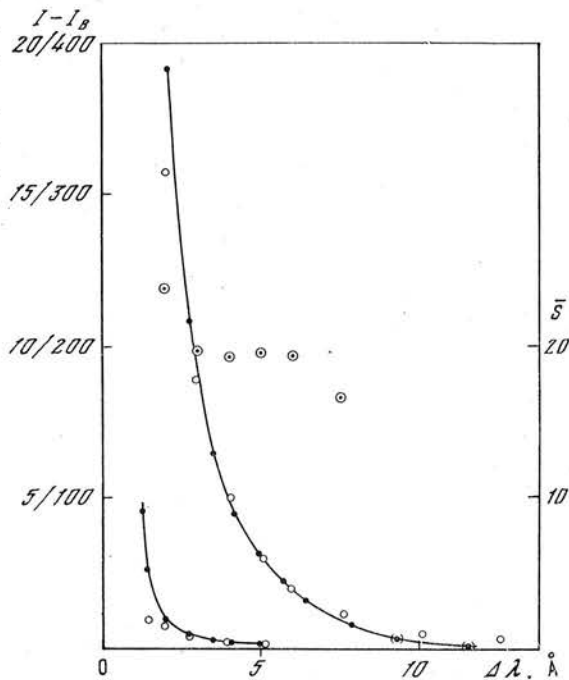


Рис. 14. Невозмущенный контур L_α в спокойной хромосфере 2.II 1975 г., 16^h49^m56^s м.в.

Точки — наблюдения, кружки — вычисления, кружки с точкой — величина \bar{S} для крыла (см. текст)

сделать с помощью формулы (см. [29], (5.16), (5.17))

$$\begin{aligned} n_1 &= 4,14 \cdot 10^{-6} n_e n_p b_1 T_{\text{kin}}^{-3/2} \exp \frac{\chi_1}{kT_{\text{kin}}}, \\ b_1 &\approx 1,5 \cdot 10^{14} T_{\text{kin}}^{1/2} n_e^{-1} \exp \left(-\frac{\chi_2}{kT_{\text{kin}}} \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь χ_1 и χ_2 — потенциалы ионизации с 1-го и 2-го уровней соответственно (13,7 и 3,42 В). Подставляя сюда различные значения T_{kin} от 5000 до 30000 К, получим зависимость n_1/n_2 от T_{kin} . Считая, что шкала высот H в пределах $10^3 - 10^4$ км для активной области, получим $n_1 = N_1/H = 5 \cdot 10^{10} \div 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ для оценок (20) и (21). Это дает $n_1/n_e = 2,5 \cdot 10^{-3} \div 2,0 \cdot 10^{-1}$, что ведет, согласно (24), к диапазону значений T_{kin}

$$10,7 \cdot 10^3 \leq T_{\text{kin}} \leq 17,8 \cdot 10^3 \text{ К} \quad (24')$$

(верхняя граница соответствует $H = 10^3$, а нижняя $H = 10^4$ км). Формула (24) получена в предположении, что уходы с основного уровня происходят только под действием электронных ударов, переводящих атом на 2-й уровень, а приходы — только благодаря рекомбинациям на 1-й уровень. Это справедливо, если можно пренебречь вкладом ионизаций излучением Солнца (или если $T_{\text{kin}} > T_{\text{изл}}$). Отклонения от формулы (24) могут быть также вызваны сложными многокаскадными процессами ионизации, переходами типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow i \rightarrow \infty$. Эти обстоятельства учтены в недавней работе [30], где вычисление степени ионизации сделано на основании решения точных уравнений стационарности с учетом всех уровней и ионизационного равновесия. В [30] приведены данные для температуры излучения $T_* = 6370$ К (несколько больше солнечной) и 3500 К (несколько ниже солнечной). Для наших значений n_1 от $5 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{12}$ и $n_e = n_p = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ величина $n_1/n_p = 2,5 \cdot 10^{-3} \div 2,5 \cdot 10^{-1}$; в среднем примем для $n_1/n_e \approx 10^{-2}$ ($n = n_1 + n_e \approx 10^{13}$), для обоих значений T_* и этой степени ионизации имеем $T_{\text{kin}} = 15$ 000 К. Следует отметить, что для такой ионизации отличие более строгих вычислений [30] от приближенных по формуле (24) не более 10% (в степени ионизации)¹. Таким образом, не будет, по-видимому, заметно ошибочным заключение, что анализ лаймановских линий в спектре активных областей (слабые вспышки, поярчания) пригодят к температурам, которые группируются возле значения

$$T_{\text{kin}} \approx 15 \text{ 000 К.} \quad (25)$$

Отклонения от этой величины $\pm 5000^\circ$ никак не могут повлиять на весь ход предыдущего анализа контуров, базирующегося на крыльях лаймановских линий (величина $\Delta\lambda_D \sim \sqrt{T_{\text{kin}}}$ и имеет существенное значение для ядра линий, а член с γ (16) практически остается пренебрежимо малым для таких температур).

Однако количественный анализ, представленный выше, хотя и внутренне согласованный, не свободен от критики из-за допущения $\bar{S} = \text{const}$ в области $\tau_\lambda > 1$. Рассмотрим зависимость функции источника S от τ оптической толщи в центре линии. Положим

$$\tau_\lambda = \tau \alpha(\Delta\lambda), \quad (26)$$

где $\alpha(\Delta\lambda)$ — безразмерная функция, характеризующая спектральный контур коэффициента поглощения в линии. Допуская, что $\tau_{\lambda \text{max}} = \infty$, вместо (1) имеем

$$I(\Delta\lambda) = \int_0^\infty \alpha(\Delta\lambda) S(\tau) e^{-\alpha(\Delta\lambda)\tau} d\tau. \quad (27)$$

¹ Авторы признательны В. П. Гринину за это полезное замечание.

Согласно (8) — (9) и (19), функция

$$\alpha(\Delta\lambda) \approx \alpha_0 \Delta\lambda^{-m}, \quad m = \begin{cases} 2 & \text{при затухании,} \\ 2,5 & \text{при штарк-эффекте,} \end{cases}$$

где α_0 — некоторый коэффициент пропорциональности. Из наблюдений следует, что

$$I(\Delta\lambda) \sim \Delta\lambda^{-n},$$

поэтому вместо (27) имеем

$$\Delta\lambda^{-n} \sim \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-\frac{\tau\alpha_0}{\Delta\lambda^m}} \frac{d\tau}{\Delta\lambda^m}$$

или

$$\Delta\lambda^{-(n-m)} \sim \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-\frac{\alpha_0\tau}{\Delta\lambda^m}} d\tau. \quad (28)$$

Обозначим

$$s = \frac{\alpha_0}{\Delta\lambda^m}, \quad \Delta\lambda = \alpha_0^{\frac{1}{m}} s^{-\frac{1}{m}},$$

тогда (28) примет вид

$$s^{\frac{n-m}{m}} \sim \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-s\tau} d\tau,$$

т. е. соотношение вида

$$F(s) \sim \int_0^{\infty} S(\tau) e^{-s\tau} d\tau,$$

которое согласно преобразованию Лапласа (см. [31], табл. 8.4—1) дает

$$S(\tau) \sim \tau^{-n/m}. \quad (29)$$

Отсюда следует, что если в некотором диапазоне значений $\Delta\lambda$ (от центра линии) интенсивность I_λ изменяется как $\Delta\lambda^{-n}$, то функция источника $S(\tau)$ убывает к основанию хромосферы (τ растет), что отражает эффект возрастания температуры в хромосфере с высотой. Рост $S(\tau)$ кверху идет приблизительно по закону τ^{-1} .

Как правило, из-за низкого спектрального разрешения (полуширина инструментального контура $\Delta\lambda = 0,315 \text{ \AA}$) мы не можем всегда регистрировать абсорбционное обращение $L_{\alpha 3}$ в центре линии. Однако для некоторых недодержанных спектров оно хорошо заметно (рис. 15) как для невозмущенной, так и для активной областей. В нашем случае (см. рис. 15) полуширина $L_{\alpha 3}$ составляет $0,14 \text{ \AA}$ — значение, очень близкое к полученному Парселл и Тауси [32] (ширина межпланетной линии поглощения составляет всего $0,05 \text{ \AA}$). Конечно, при нашей ширине инструментального контура глубина абсорбционного провала определяется очень неуверенно. В активной области 2.II 1975 г. наблюдалось ослабленное синее крыло $L_{\alpha 2}$, что, может быть, указывает на усиленное истечение атомов водорода наружу в ранней стадии развития поярчания, к которой относится контур на рис. 15.

Представляет также известный интерес оценить скорости нерегулярных, турбулентных движений в плазме активной области по наблюдаемым контурам линий в наших ультрафиолетовых спектрах. На рис. 16 приведены контуры тех из эмиссионных линий переходного слоя, светящихся во вспышке 11.II 1975 г., для которых полная полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$ заметно

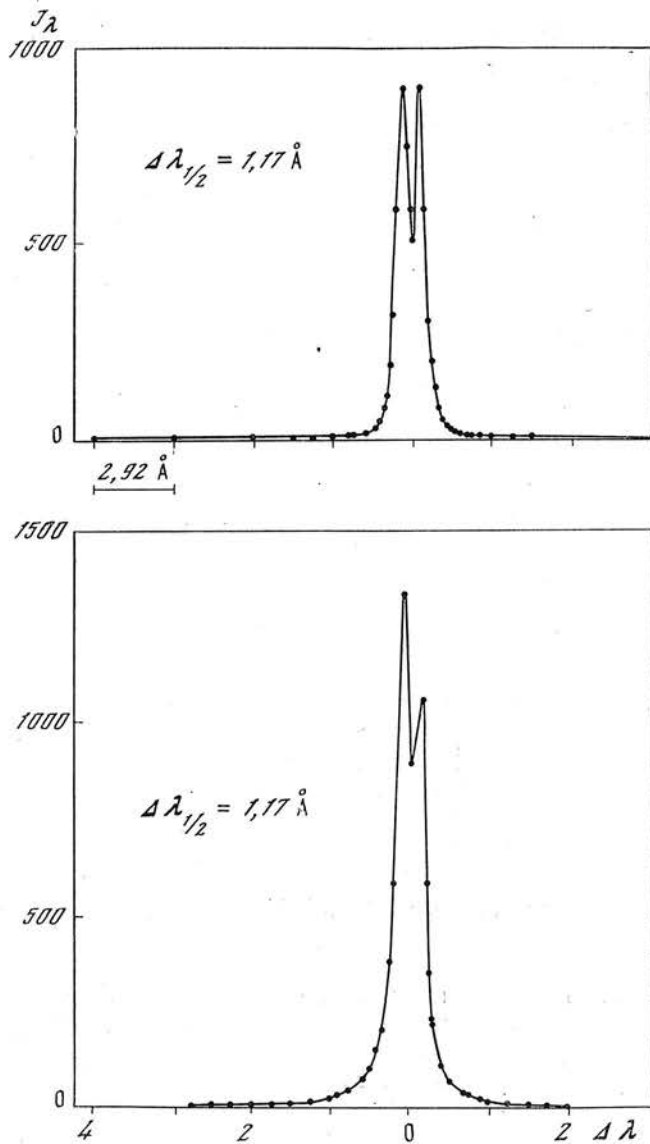


Рис. 15. Контуры центральной части L_α в: спокойной хромосфере (наверху) и активной области 2.II 1975 г. в: $16^{\text{h}}46^{\text{m}}39^{\text{s}}$ — $16^{\text{h}}47^{\text{m}}39^{\text{s}}$ м.в. (спектр 4)

Красная часть спектра — слева, синяя — справа

больше, чем та же полуширина инструментального контура (см. правый нижний угол рис. 16), для которого $\Delta\lambda_{(\text{инст})} = 0,315 \text{ \AA}$ согласно многим лабораторным измерениям спектральных линий с ничтожно малой естественной шириной. Допуская в первом (не самом лучшем) приближении, что все эти контуры могут быть представлены как доплеровские, мы получим истинную ширину из соотношения $\Delta\lambda_{1/2} = \sqrt{\Delta\lambda_{1/2}^2(\text{набл}) - \Delta\lambda_{1/2}^2(\text{инст})}$. Эти ширины заключены в пределах от 0,35 до 0,45 \AA , чему соответствуют турбулентные скорости $\xi_t = 80 \div 100 \text{ км/с}$ (или температуре $T_{\text{кин}} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ К}$, что, очевидно, исключается). Эти оценки хорошо соответствуют результатам Брюкнера [16], а также выводам о турбулентном уширении бальмеровских линий во вспышках, полученным неоднократно ранее [33]. Необходимо, однако, более тонкий анализ того, с какого рода «турбулентностью» мы здесь имеем дело. Не исключено, что эта «турбулентность» связана, скорее, с низкочастотными колебаниями электрических полей в турбулентной плазме (контур Релея), чем с обычным уширением, благо-

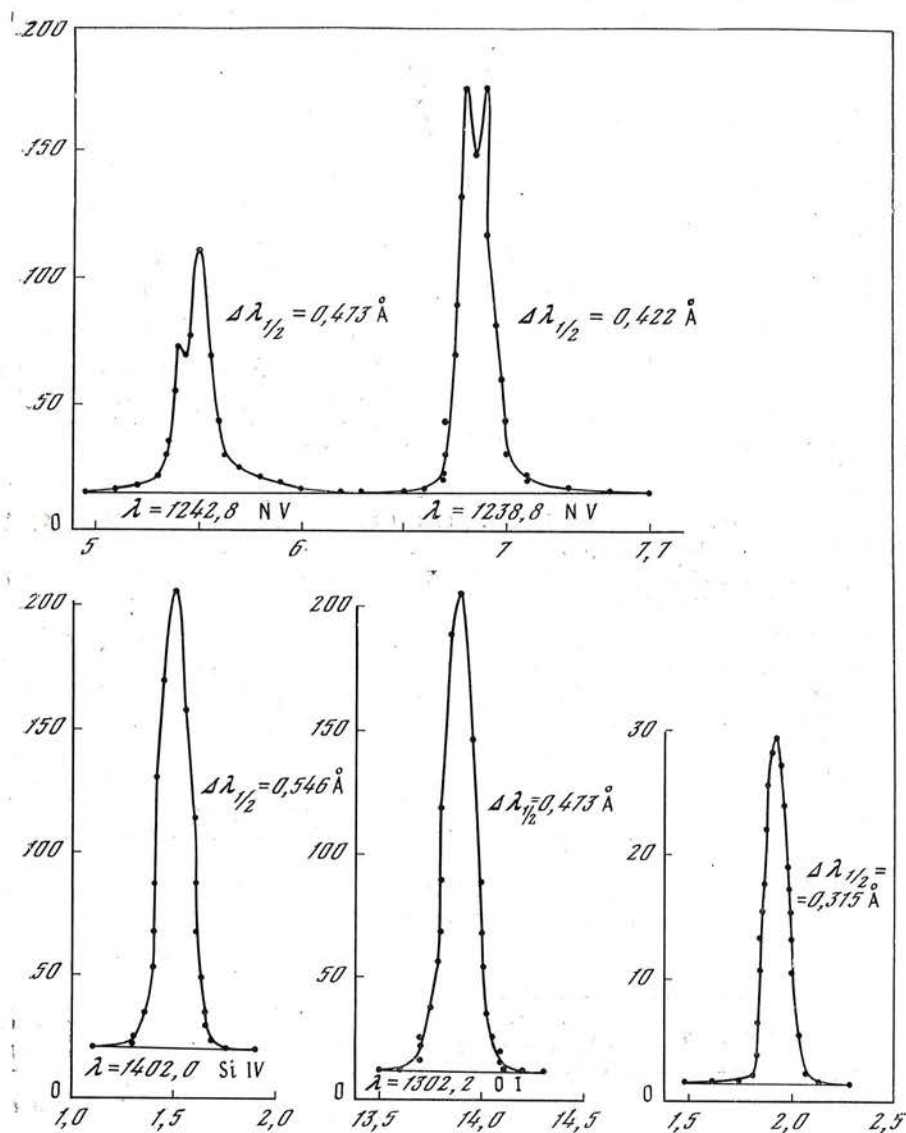


Рис. 16. Контуры некоторых эмиссионных линий переходного слоя, светящихся во вспышке 11.II 1975 г.

даря доплер- и (или) штарк-эффекту [34]. Об этом говорит то, что плотность турбулентной энергии $\rho v_{\text{н}}^2$ сравнима с энергией взаимодействия Хольтсмарка. Однако крутизна релеевских контуров L_{α} и L_{β} оказывается существенно больше крутизны наблюдаемых контуров, хотя это, возможно, связано с сильным самопоглощением в ядрах указанных линий. Весь этот вопрос требует рассмотрения в последующих работах.

4. Движение плазмы в активной области

Наземные наблюдения флоккулов не показывают сильных движений в этих образованиях — скорости обычно не превосходят несколько километров в секунду, редко достигая 10 км/с. Стигматичные ультрафиолетовые спектры позволяют получить больше информации о движении плазмы во флоккулах, так как многие сильные, а также резонансные линии, возни-

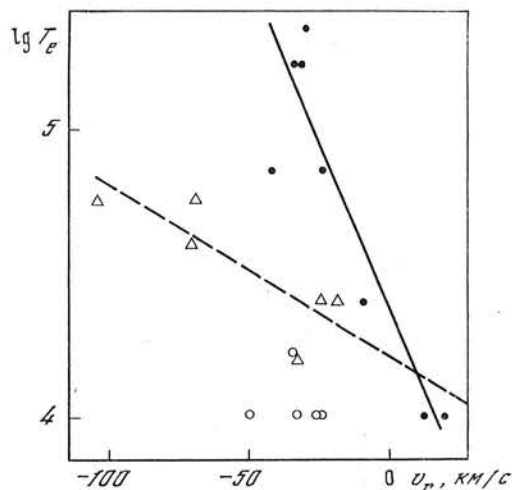


Рис. 17. Зависимость скорости направленного движения плазмы во флоккуле 2.II 1975 г. от электронной температуры

кающие в переходном слое между хромосферой и короной, сконцентрированы в этой области спектра.

Важные сведения о скоростях движения плазмы содержит серия ультрафиолетовых спектрограмм яркого компактного флоккула, снятого 2.II 1975 г. в 14^h40^mUT, расположенного в восточной части диска Солнца ($\rho = 0,85$, флоккул № 13465 по классификации обсерватории Мак-Мас). На рис. 3 показана увеличенная фотография отдельных частей спектра этого флоккула. Здесь можно отчетливо видеть характерные зигзаги, указывающие на различные доплеровские сдвиги эмиссионных линий в разных частях флоккула. Величина сдвига варьирует от линии к линии, а для некоторых линий сдвиг совсем отсутствует. Подобный эффект наблюдал также Брюкнер [16] в спектре солнечной вспышки, сфотографированном на «Скайлабе».

Величины сдвига линий были измерены на микроскопе-компараторе относительно положений линий соседнего участка спокойного Солнца.

Т а б л и ц а 4

λ , Å	Отождествление	v_p , км/с Положение I	v_p , км/с Положение II	$\lg T_e$	Оптическая толща
1402,7	Si IV	-43,2	+9,2	4,85	Тонкая
1401,5	S I	+12,4	-37,0	4	—
1393,8	Si IV	-24,8	-6,2	4,85	Тонкая
1355,4	C I, O I	+19,0	+15,9	4	—
1351,7	Si II, C II	-9,5	+32,0	4,4	—
1335,7	C II	-19,3	+16,2	4,4	Средняя
1334,5	C II	-25,8	+13,0	4,4	»
1309,5	Si II	-33,0	+9,8	4,2	»
1306,0	O I	-26,4	+3,2	4,0	Плотная
1304,9	O I	-33,1	+13,3	4,0	»
1302,2	O I	-26,5	+13,4	4,0	»
1264,8	Si II	-34,2	+20,4	4,2	»
1242,8	N V	-34,8	+34,8	5,22	Тонкая
1238,8	N V	-34,9	+17,4	5,22	»
1218,3	O V	-32,0	+10,5	5,35	»
1215,7	H I	-49,8	+35,5	4	Плотная
1206,5	Si III	-71,6	+14,4	4,60	Средняя
1175,7	C III	-106,6	+18,3	4,75	»
977,5	C III	-70,6	+17,8	4,75	»

Точность измерений скоростей составляет около 5—10 км/с. В табл. 4 даны измеренные лучевые скорости для двух частей яркого компактного флоккула: первый участок (положение I) расположен со стороны центра солнечного диска (поднимающаяся плазма), положение II — со стороны лимба (опускающаяся плазма). Линии нейтральных атомов (за исключением L_{α} водорода) показывают небольшие скорости движения, а некоторые слабые линии (образующиеся в нижней хромосфере) указывают на движение плазмы, направленное в противоположную сторону по отношению к движению ионов. Скорости ионов выше, чем скорости нейтральных атомов. Наибольшее смещение показывают центральная часть линии L_{α} , очень яркой резонансной линии $1206,5 \text{ \AA}$ Si III, линии $1175,7$ и 977 \AA C III.

На основании этих измерений и данных Бартона с соавторами [35] об электронной температуре T_e и оптической глубине, соответствующих различным линиям, можно построить зависимость скорости подъема плазмы v_r от T_e . Такая зависимость для положения I во флоккуле показана на рис. 17. Оптически тонкие линии и линии промежуточной оптической толщи показывают четко выраженную зависимость $\lg T_e$ от v_r — рост v_r с $\lg T_e$, т. е. увеличение скорости плазмы в верхних слоях хромосферы, где температура более высокая. Это можно интерпретировать как движение плазмы вдоль петли, основания которой связывают области флоккула противоположной полярности фотосферного магнитного поля (см. [5]). Зависимость скорости движения от температуры для опускающейся плазмы (положение II) не так четко выражена, но обратная тенденция (убывание скорости с высотой) может быть прослежена.

Мы очень благодарны многим сотрудникам обсерватории, обеспечившим разработку и изготовление прибора, обработку наблюдательного материала, благодарны всем тем, кто проектировал, создавал и обеспечивал функционирование станции «Салют-4».

Май 1977 г.

Литература

1. Bonnet R. M.— Space Res. U. K. Repts, 1967, 8, 458.
2. Lemaire P., Bonnet R. M., Artzner G. e. a.— Commun. 19th COSPAR Meeting. Jun. 9—19, 1976. Philadelphia, USA.
3. Bartoe J.-D. F., Brueckner G. E., Kjeldseth M. O. e. a.— Commun. 19th COSPAR Meeting. Jun. 9—19, 1976. Philadelphia, USA.
4. Bruns A. V., Grechko G. M., Gubarjev A. A. e. a.— Space Research, v. XVI. Berlin, Akademie-Verlag, 1976, p. 813.
5. Bruns A. V., Grechko G. M., Gubarjev A. A. e. a.— Space Research, v. XVII. Oxford a. New York, Pergamon Press, 1977, p. 509.
6. Bruns A. V., Grechko G. M., Gubarjev A. A. e. a.— Proc. IAU Colloq. N 36, Nice, France, Sept. 6—10, 1976. The Energy Balance and Hydrodynamics of the Solar Chromosphere and Corona, R.-M. Bonnet and Ph. Delache (Ed.), p. 333.
7. Брунс А. В.— Наст. том, с. 31.
8. Брунс А. В., Сидоров Г. Г., Стешенко Н. В.— Наст. том, с. 57.
9. Северный А. Б.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 129.
10. Северный А. Б. Астрон. ж., 1956, 33, 74; Observatory, 1956, 76, N 895, 241.
11. Dupree A. K., Reeves E. M.— Astrophys. J., 1971, 165, 599.
12. Dupree A. K., Huber M. C. E., Noyes R. W. e. a.— Astrophys. J., 1973, 182, N 1, pt. 1, p. 321.
13. Jordan C.— Commun. observ. London Univ., N 68, Nov. 1965.
14. Burton W. M., Ridgeley A.— Solar Phys., 1970, 14, 3.
15. Loulergue M., Nussbaumer H. Astron. and Astrophys., 1974, 34, 225; 1976, 51, N 2, 163.
16. Brückner G. E.— Joint IAU—COSPAR Symp. N 68 on Solar X and EUV Radiation. Buenos Aires, Jun. 11—14, 1974.
17. Munro R. H., Dupree A. K., Withbroe G. L.— Solar Phys., 1971, 19, 347.
18. Jordan C. Highlights in Astronomy. C. de Jager (Ed.). Dordrecht-Holland, D. Reidel Publ. Co., 1971, p. 519.
19. Jordan C.— Astron. and Astrophys., 1974, 34, 69.
20. Burton W. M., Jordan C., Ridgeley A., Wilson R.— Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, 1971, 270, 81.
21. Severny A.— Nobel symp., N 9 (Mass Motions in Solar Flares), 1968, p. 71.

22. *Unsöld A.*— *Physick der Sternatmosphäre*, 1938, Kap. VIII, § 44.
23. *Griem H.*— *Astrophys. J.*, 1960, 132, N 3, 883.
24. *Казачевская Т. В., Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 46.
25. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 72.
26. *Стещенко Н. В., Хохлова В. Л.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 27, 120.
27. *Hearn A. G.*— *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 1967, 136, N 4, 417.
28. *Vernazza I., Avrett E., Loeser R.*— *Astrophys. J.*, 1973, 184, 605.
29. *Thomas R., Athay G.* *Physics of Chromosphere*, N. Y., 1961, chap. V.
30. *Гринин В. П., Катыхова Н. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс. (в печати).
31. *Кори Г., Кори Т.* *Справочник по математике*. М., 1973.
32. *Purcell J., Tousey R.*— *J. Geophys. Res.*, 1960, 65, N 1.
33. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, 21, 131.
34. *Завойский Е. К., Калинин Ю. Г., Скворюпин В. А.* и др.— *ДАН СССР*, 1970, 194, № 1, 55; *Шолин Г. В.*— Там же, 1970, 195, 589.
35. *Burton W. M., Jordan C., Ridgeley A., Wilson R.*— *Astron. and Astrophys.*, 1973, 27, 101.

УСТРОЙСТВО ОРБИТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА
СТАНЦИИ «САЛЮТ-4»

А. В. Брунс

Дается описание ультрафиолетового орбитального солнечного телескопа со спектрографом. Телескоп строит на входной щели спектрографа изображение Солнца размером около 24 мм. Спектрограф, содержащий две дифракционные решетки, позволяет получить стигматичный спектр от 970 до 1400 Å. Автоматическая следящая система удерживает изображение Солнца с точностью 3–4".

ORBITING SOLAR TELESCOPE AT STATION SALYUT-4.— by A. V. Bruns.

The design of the ultraviolet orbiting solar telescope with a spectrograph is described. This telescope produces image of the Sun of about 24 mm diameter on the entrance slit of two-grating stigmatic spectrograph, the latter permit to obtain the spectrum 970 to 1400 Å. The automatic following system keeps the Sun image with the accuracy 3–4".

Все осуществленные к настоящему времени проекты телескопов, вынесенных за пределы земной атмосферы, по конструктивному решению, принципу компоновки со спутником и методу проектирования можно разделить на две основные группы. Первая группа включает в себя специализированные спутники-телескопы, где телескоп или несколько телескопов выполнены в виде одной единой системы со спутником, например «Космос-215» — первая советская астрономическая обсерватория [1] или американская ОАО.

Как правило, в первую группу входят непилотируемые автоматические спутники, снабженные одной системой ориентации, обеспечивающей наведение телескопа на исследуемый объект путем разворота и стабилизации положения всего комплекса. Фотоэлектрическая регистрация излучения позволяет передавать результаты измерения по телеметрической системе на Землю в реальном времени.

Поскольку конструирование комплекса производится с самого начала целенаправленно, для решения определенной задачи, возможна оптимальная постановка эксперимента.

Ко второй группе относятся комплексы, в которых телескоп представляет собой автономную конструкцию и устанавливается на многоцелевой спутник. Разработка телескопа и спутника в этом случае происходит отдельно, и только на определенном этапе осуществляется их взаимная привязка. При этом для телескопа используются уже имеющиеся на борту системы: телеметрии, питания, управления и т. д.

Естественно, в этом случае часто возникает несоответствие унифицированных параметров бортовых систем станции весьма специфическим требованиям астрофизической техники. В частности, как правило, ориентация спутника не обеспечивает необходимой для телескопа точности и может быть использована только как первая ступень наведения.

Серьезные трудности возникают и при конструкторской компоновке комплекса, так как при этом приходится деформировать уже готовую конструкцию станции. Особенно сложно размещать длиннофокусные солнечные телескопы, работающие в ультрафиолетовой области спектра, так как из-за низких коэффициентов отражения недопустимо использование дополнительных зеркал для сокращения размеров.

Еще одна трудность, возникающая при астрономических наблюдениях с борта искусственного спутника, связана с фотографическим методом регистрации и спецификой ультрафиолетового диапазона, заключающейся в том, что для излучения короче 1050 \AA практически неизвестны прозрачные материалы, пригодные для изготовления оптических деталей — линз, стекол, иллюминаторов и т. д. [2, 3]. Поэтому основная часть оптической системы комплекса — от входного зрачка телескопа до фотоленки в спектрографе — располагается снаружи станции и содержит только элементы, работающие на отражение. В связи с этим возникает проблема доставки кассет с пленкой из открытого космического пространства, где производилось фотографирование, внутрь орбитальной станции. Для выполнения этой операции на американской станции «Скайлэб» для каждой перезарядки кассеты с пленкой осуществлялся выход человека в космос.

В конструкции орбитального солнечного телескопа ОСТ-1 удалось решить основные из перечисленных проблем.

Несмотря на большие размеры (длина больше 3 м), установка телескопа на станции не вызвала затруднений благодаря основной конструктивной идее: вся система состоит из ряда отдельных блоков, включающих в себя один или несколько оптических элементов. Полная оптическая схема комплекса создается при соответствующем расположении блоков на поверхности отсека научной аппаратуры, корпус которого фактически выполняет роль несущей конструкции. Использование для точного наведения поворачивающегося плоского зеркала дало возможность установить телескоп на орбитальную станцию, имеющую точность ориентации $\sim 1^\circ$. При этом вся система телескопа расположена неподвижно относительно корпуса станции, что позволило просто решить проблему доставки фотокассет из открытого космоса.

1. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Весь комплекс может быть разделен на две основные части: измерительную, включающую телескоп с дифракционным спектрографом, и систему управления и визуального контроля положения изображения. Оптическая схема ОСТ-1 изображена на рис. 1. Данные отдельных оптических элементов приведены в таблице.

1. Измерительная часть (телескоп и спектрограф)

а. Телескоп состоит из двух зеркал: вогнутого главного зеркала 13 и плоского следящего 12.

Главное зеркало диаметром 250 мм, имеющее форму внеосевой параболы, строит изображение Солнца размером ~ 24 мм на входной щели 15 спектрографа. Возвратно-поступательное движение зеркала, обеспечиваемое электроприводом, позволяет во время работы осуществить точную фокусировку.

Следящее зеркало, поворачиваемое вокруг двух взаимно перпендикулярных осей электроприводом, посылает отраженный свет на главное, обеспечивая с помощью гида все режимы работы телескопа: наведение на Солнце, наведение на активное образование и стабилизацию изображения. При этом главное зеркало, спектрограф и вся остальная оптическая схема остаются неподвижными относительно станции.

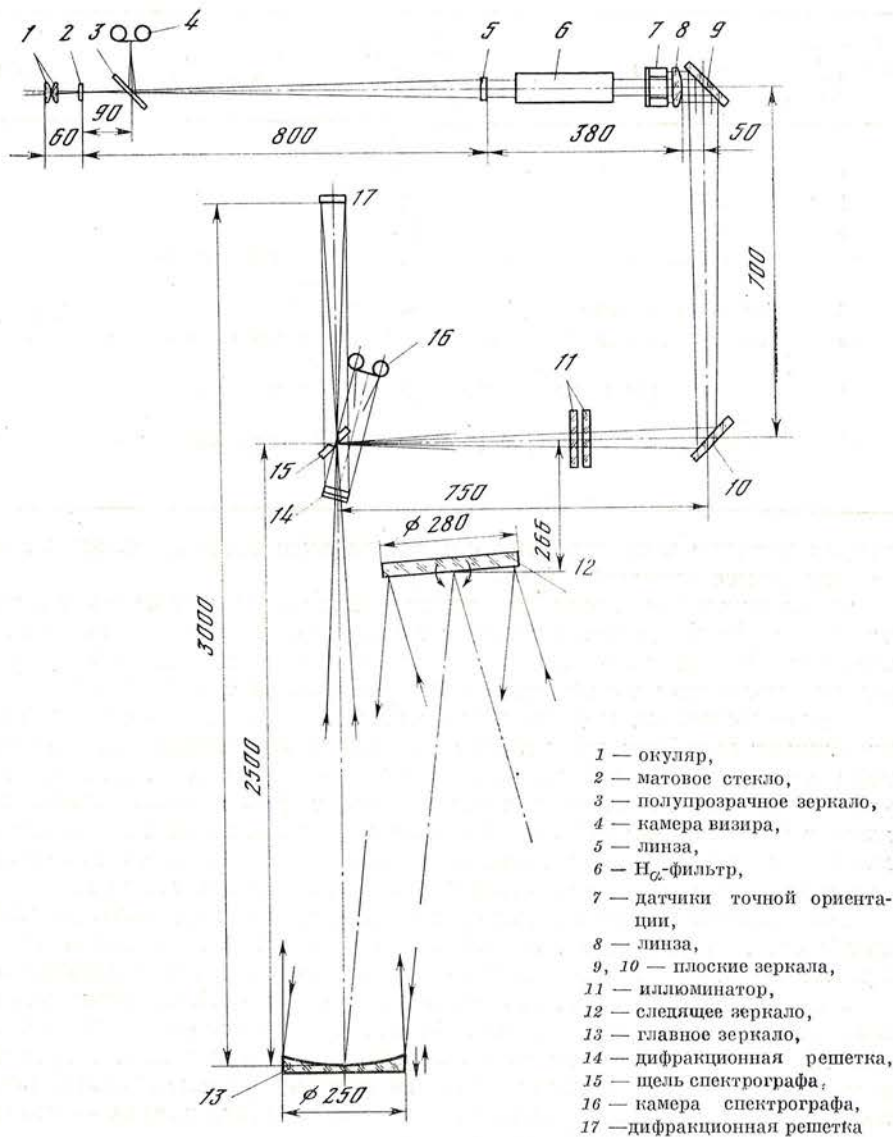


Рис. 1. Оптическая схема комплекса орбитального солнечного телескопа

б. Спектрограф собран по видоизмененной схеме Уодсворта и содержит две вогнутые дифракционные решетки. Первая из них (17), в фокусе которой находится входная щель, осуществляет предварительную монохроматизацию и одновременно является коллиматором для второй решетки (14). Свет, прошедший через входную щель и упавший на первую решетку, дифрагирует в виде пучков почти параллельных монохроматических лучей.

Вторая решетка строит в своей фокальной поверхности изображение спектра 16. Ее размер в направлении вдоль дисперсии первой решетки определяет предельно возможный интервал длин волн работы спектрографа. Плоскости дисперсии обеих решеток скрещены (взаимно развернуты на угол 90°), поэтому изображение спектра, построенное второй решеткой, располагается под углом к плоскости ее дисперсии.

Следует отметить, что светосила вогнутой дифракционной решетки ограничивается оптимальной шириной и aberrациями изображения, быстро увеличивающимися при относительном отверстии 1:10. Поэтому

Номер на оптической схеме	Наименование	Размер, мм	Фокусное расстояние, мм	Специальные характеристики	Покрытие
1	Окуляр		50		
5	Линза	∅25	750		
8	Линза	∅70	1500		
11	Иллюминатор	∅200	∞	Двойной кварцевый	
12	Следящее зеркало	∅280	∞		Al + LiF + MgF ₂
13	Главное зеркало	∅250	2500	Внеосевая парабола	Ge + ZnS
14	Дифракционная решетка	50×60	250	2400 штр./мм	Al + Ge + ZnS
17	Дифракционная решетка	50×50	500	1200 штр./мм	Al + Ge + ZnS

первая решетка и согласованное с ней главное зеркало телескопа имеют относительное отверстие 1:10.

Скрещенная дисперсия позволяет существенно упростить разнесение входной щели и кассеты с пленкой с целью ее экранирования от прямых засветок. Кроме того, благодаря применению скрещенной дисперсии удается несколько скомпенсировать астигматизм спектрографа [4].

При относительно небольших размерах второй решетки с длиной волны происходит линейное уменьшение рабочей длины штриха за счет неполной засветки решетки (в нашем случае для $\lambda > 1100 \text{ \AA}$). Связанное с этим увеличение потерь света в спектрографе с увеличением длины волны создает полезное выравнивание эффективности системы при регистрации солнечного спектра, в котором, как известно, наблюдается существенное нарастание интенсивности в длинноволновой области спектра.

Обе решетки имеют профилированные штрихи, создающие концентрацию света для рабочего диапазона длин волн в первом левом порядке. Правые порядки первой решетки улавливаются светопоглотителем.

В первом правом порядке второй решетки установлен интегрирующий экспонометр. Интегрируя в течение времени экспозиции энергию в линии L_{α} , он позволяет оценить количество энергии, упавшее в среднем на фотопленку. Для измерения обычным фотоумножителем ультрафиолетовое излучение с помощью люминофора — салицилата натрия — трансформируется в видимую область спектра.

Существенным для схемы спектрографа является возможное повышение освещенности на фотопленке за счет использования второй решетки с меньшим, чем у первой, радиусом кривизны. При принятом отношении радиусов $\rho_2/\rho_1 = 2$ выигрыш в освещенности достигает 4.

в. Отражающие оптические покрытия и эффективность системы.

В области вакуумного ультрафиолета существенно ухудшаются отражающие свойства веществ [5]. Наиболее распространенное покрытие зеркала — алюминиевое — в области 1000 \AA отражает меньше 15% (рис. 2).

Снижение коэффициента отражения объясняется возрастающей ролью в механизме отражения связанных электронов и существенным изменением глубины проникновения излучения в толщину отражающего слоя с уменьшением длины волны. В этих условиях решающей оказывается защита поверхности алюминия от окисления и образования слоя Al_2O_3 .

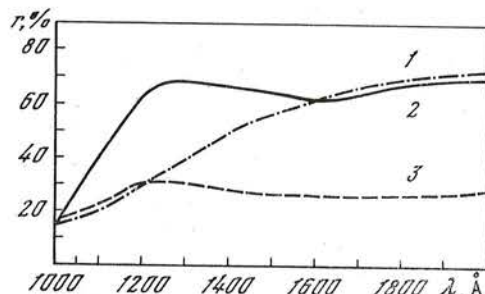
Наиболее распространенный способ защиты заключается в нанесении на свеженапыленный слой алюминия слоя фтористого магния. При этом удается существенно улучшить коэффициент отражения в области $1500-1100 \text{ \AA}$ (см. рис. 2). В более коротковолновой части спектра ($\lambda \leq 1000 \text{ \AA}$)

существенного выигрыша не получается из-за того, что в этом участке длин волн начинается поглощение фтористым магнием. Использование в качестве материала защитной пленки фтористого лития несколько улучшает отражение в области 1000 Å. Однако чрезвычайная гигроскопичность и склонность к старению затрудняют применение таких покрытий [6].

Несколько лучшими свойствами обладают специальные многослойные покрытия [7], в состав которых входит сернистый цинк. Особо следует отметить важное свойство многослойных покрытий — возможность получения низкого коэффициента отражения в длинноволновой области спектра.

Рис. 2. Коэффициент отражения оптических покрытий зеркал

1 — чистого алюминия, 2 — алюминия, покрытого защитной пленкой MgF_2 ($d = 250 \text{ Å}$), 3 — покрытия $Al + Ge + ZnS$



Так как спектрограф работает только в ультрафиолетовой области спектра, то обе его решетки были изготовлены с трехслойным покрытием $Al + Ge + ZnS$, которое позволило существенно снизить уровень рассеянного света. Однако нанесение на оба зеркала телескопа этого покрытия чрезвычайно ослабило бы область спектра, необходимую для работы датчиков фототида и системы визуального контроля (в области 6563 Å, используемой в системе визуального контроля, эффективность зеркала снижается до 30%). Поэтому только одно зеркало — главное имело трехслойное покрытие. Следящее зеркало было покрыто алюминием и защитным слоем LiF . В свою очередь слой LiF был защищен от воздействия влаги слоем MgF_2 . Это покрытие хорошо отражает в видимой области, хотя и имеет сравнительно худший коэффициент отражения в области $\lambda 1000 \text{ Å}$.

Все оптические отражающие покрытия наносились одновременно на оптические элементы и образцы-свидетели, которые все дальнейшее время хранились вместе с аппаратурой. Поэтому, хотя абсолютная калибровка всего комплекса в собранном виде не проводилась, количественную оценку его возможностей можно провести по эффективности всех его элементов.

Если под эффективностью системы η_λ понимать отношение освещенности $E_{\lambda \text{сп}}$ — монохроматического изображения на фотопленке входной щели спектрографа к освещенности входного зрачка телескопа E_λ , то при согласованной светосиле всех оптических элементов

$$\eta_\lambda = \frac{E_{\lambda \text{сп}}}{E_\lambda} = \left(\frac{A}{\alpha}\right)^2 r_{1\lambda} r_{2\lambda} (r_\lambda k)^2, \quad (1)$$

где A — светосила камеры спектрографа, α — угловые размеры Солнца, $r_{1\lambda}$, $r_{2\lambda}$, r_λ — коэффициенты отражения покрытия следящего и главного зеркала, а также решеток спектрографа, k — эффективность решеток.

Зная для применяемого типа фотопленки величину энергии H_D , создающей минимальное уверенно фотометрируемое почернение D [8, 9], а также учитывая, что для $\lambda \leq 1400 \text{ Å}$ показатель Шварцшильда $P = 1$, можем записать выражение минимальной освещенности $E_{\lambda \text{пор}}$, регистрируемой за время экспозиции t_3 комплексом телескоп — спектрограф:

$$E_{\lambda \text{пор}} = \frac{H_D}{t_3 \eta}. \quad (2)$$

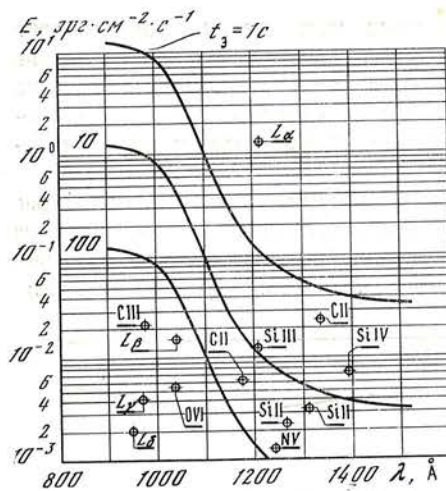


Рис. 3. Способность комплекса ОСТ-1 зарегистрировать линии солнечного спектра при различных временах экспозиции

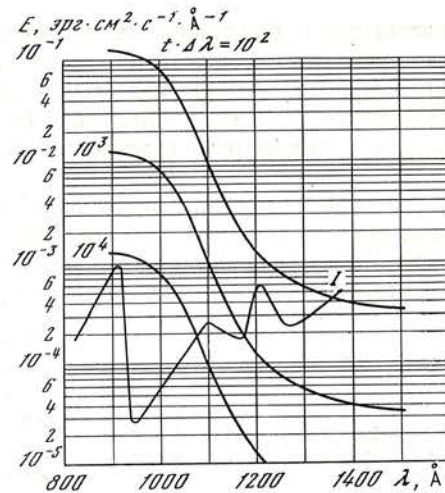


Рис. 4. Способность комплекса ОСТ-1 зарегистрировать непрерывный спектр Солнца при различных значениях произведения времени экспозиции на спектральную ширину щели

На рис. 3 приведены величины освещенности, создаваемой Солнцем за пределами земной атмосферы в наиболее ярких линиях далекой ультрафиолетовой области спектра [9]. Там же построены вычисленные по (2) кривые зависимости пороговой освещенности от длины волны при времени экспозиции 1, 10 и 100 с, позволяющие оценить возможность системы телескоп — спектрограф — фотоэмульсия при регистрации различных спектральных линий.

При рассмотрении регистрации непрерывного спектра введем спектральную ширину щели $\Delta\lambda$. Если в спектрографе ширина изображения входной щели b , а обратная дисперсия $d\lambda/dl$, то при принятых ранее условиях

$$\Delta\lambda = b \frac{d\lambda}{dl}.$$

Освещенность изображения непрерывного спектра $E_{н.с}(\lambda)$ на фотоэмульсии определяется выражением

$$E_{н.с}(\lambda) = \int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} E_{сн}(\lambda) d\lambda,$$

с учетом (1)

$$E_{н.с}(\lambda) = \left(\frac{A}{a}\right)^2 k^2 \int_{\lambda}^{\lambda+\Delta\lambda} r_1(\lambda) r_2(\lambda) r^2(\lambda) E_{\lambda} d\lambda.$$

Считая $r_1(\lambda)$, $r_2(\lambda)$, $r(\lambda)$ и $E(\lambda)$ постоянными в пределах спектральной ширины щели, заменим их соответственно на средние значения $r_{1\lambda}$, $r_{2\lambda}$, r_{λ} и E_{λ} . Тогда уравнение для освещенности примет вид

$$E_{н.с}(\lambda) = \left(\frac{Ak}{a}\right)^2 r_{1\lambda} r_{2\lambda} r_{\lambda}^2 E_{\lambda} \Delta\lambda = \eta_{\lambda} E_{\lambda} \Delta\lambda.$$

За время экспозиции t_0 на единицу поверхности фотоэмульсии упадет энергия непрерывного спектра

$$H_{н.с} = \eta E_{\lambda} t_0 \Delta\lambda.$$

Воспользовавшись, как и при выведении (2), значением пороговой величины H_D , дающей плотность почернения D , и величиной эффективности системы η_λ , определим пороговую освещенность непрерывным спектром, регистрируемую комплексом:

$$E_{\text{пор}} = \frac{H_D}{\eta_\lambda \Delta \lambda t_0} \quad (3)$$

Кривые, построенные по (3) для различных значений спектральной ширины щели и времени экспозиции, приведены на рис. 4. Там же изображен непрерывный спектр I спокойного Солнца [10]. Из рассмотрения графиков видно, что непрерывный спектр можно зарегистрировать только с $\lambda > 1200 \text{ \AA}$ при ширине щели $0,5 \text{ мм} \sim \Delta \lambda = 8 \text{ \AA}$ и времени экспозиции $t_0 \geq 120 \text{ с}$.

2. Система визуального контроля

Входная щель спектрографа образована двумя зеркальными щечками. Свет, не прошедший в спектрограф через щель, отражается от щечек в систему визуального контроля, предназначенную для наблюдения из кабины станции активных образований на Солнце в лучах H_α , контроля за процессом наведения и для фотографической регистрации положения изображения Солнца на щели спектрографа во время экспонирования спектров.

В оптическую часть системы визирования входят следующие элементы (см. рис. 1): зеркальные щечки щели спектрографа, иллюминатор 11 , плоские зеркала 9 , 10 , длиннофокусный объектив 8 , интерференционно-поляризационный фильтр (ИПФ) 6 , фокусирующая линза 5 , полупрозрачное плоское зеркало 3 , сетка 2 и окуляр 1 .

Щель спектрографа и действительное изображение Солнца, построенное в плоскости щели главным зеркалом, расположены (с учетом отражения от двух зеркал 9 , 10) в передней фокальной плоскости объектива 8 . Поэтому отраженный от щели спектрографа свет выходит из объектива параллельными пучками. Максимальное расхождение между пучками, равное отношению линейных размеров объекта наблюдения к фокусному расстоянию объектива, исходя из условий работы ИПФ, расположенного за объективом, выбрано не превышающим 2° [11]. В ИПФ проходят центральные пучки, периферийные параллельные пучки попадают в точные датчики системы фотогида.

Расположенная за фильтром линза 5 строит в своей фокальной плоскости действительное изображение щели спектрографа со спроектированным на нее изображением Солнца. Благодаря частичному отражению лучей полупрозрачным зеркалом это изображение фокусируется на пленку 4 фотокамеры поля зрения. На эту же пленку с помощью объектива и призмы впечатывается изображение часов, показания счетчика кадров фотокамеры визира, а также информация о номере соответствующего кадра в спектрографе.

Космонавт может рассматривать изображение поля зрения с помощью окуляра 1 , допускающего введение диоптрийной поправки. Для выполнения фокусировки окуляра и линзы 5 в плоскость изображения последней вводится матовое стекло 2 .

Компенсация возможных расфокусировок телескопа обеспечивается фокусировочным перемещением его главного зеркала. Все фокусировки производятся космонавтом-оператором с рабочего места. Остальные оптические элементы проходят юстировку на Земле, после чего закрепляются и в дальнейшем не регулируются.

II. КОНСТРУКЦИЯ

Конструктивно весь комплекс телескоп — спектрограф состоит из пяти блоков: спектрографа со щлюзовой камерой, двух блоков — мониторов зеркал (главного и следящего) и двух блоков (коллиматорного и визирного), составляющих систему контроля положения изображения Солнца.

Располагается телескоп на поверхности конической ниши — «отсека научной аппаратуры», имеющей форму усеченного конуса, широким основанием обращенного в открытый космос (рис. 5).

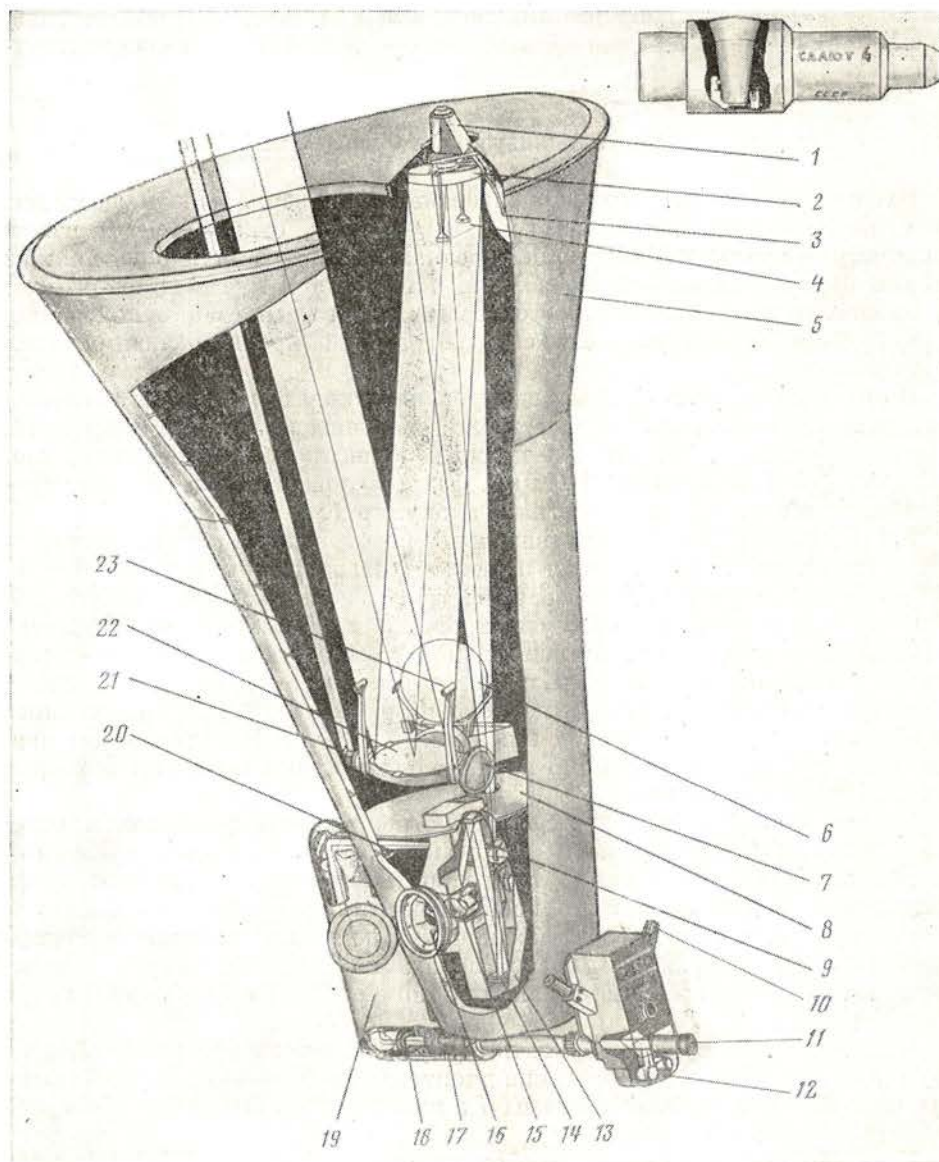


Рис. 5. Расположение комплекса ОСТ-1 на станции «Салют-4»

1 — редуктор привода фокусировки, 2 — главное зеркало, 3 — крышка, 4 — испарители алюминия, 5 — отсек научной аппаратуры, 6 — крышка, 7 — редуктор, 8 — экран, 9 — щель спектрографа, 10 — ручки управления, 11 — окуляр визира, 12 — фоторегистратор, 13 — спектрограф, 14 — дифракционная решетка, 15 — кассета спектрографа, 16 — щлюзовая камера, 17 — H_{α} -фильтр, 18 — датчик точной ориентации, 19 — коллиматорное устройство, 20 — иллюминатор, 21 — грубый датчик ориентации, 22 — следящее зеркало, 23 — испарители алюминия

Три блока (спектрограф 13 и два блока зеркал 2, 22) установлены во внутренней части отсека, открытой в космос, а блоки коллиматорный 19 и визирный 11 — на внешней поверхности конуса, находящейся внутри станции.

1. Блоки зеркал телескопа

Зеркала телескопа сделаны из ситалла и помещены в цельнофрезерованные оправы с идентичным способом закрепления в трех опорных точках (рис. 6). Передняя поверхность зеркала 4 через тонкий слой фторопласта упирается в металлическую пластину 1. С противоположной тыльной стороны зеркало поджимается пружинным упором, состоящим из грибка 9 пружинной шайбы 8, на которую через шайбу 5 давит упорный винт 6. Сила зажатия зеркала регулируется моментом при закручивании винта 6. После регулировки винт фиксируется с помощью контргайки. В радиальном направлении зеркало фиксируется с помощью металлических пружинящих прокладок 11, прижимающихся к зеркалу также через слой фторопласта 10

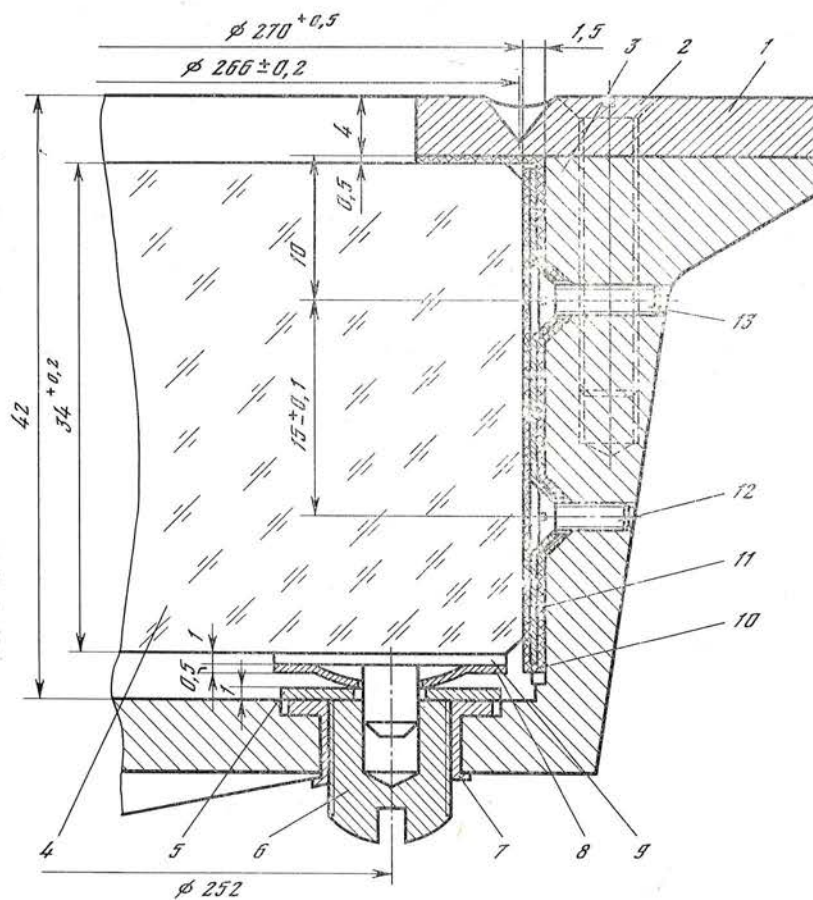


Рис. 6. Схема фиксации зеркал

1 — упорная планка, 2 — винт крепления планки, 3 — оправа зеркала, 4 — зеркало, 5 — упорная шайба, 6 — упорный винт, 7 — втулка, 8 — дисковая пружина, 9 — прижимной грибок, 10 — фторопластовая прокладка, 11 — пластинка, 12, 13 — винты



Рис. 7. Блок главного зеркала

1 — оправа зеркала, 2 — установочный фланец, 3 — корпус, 4 — направляющий штырь, 5 — регулировочные втулки, 6 — механизм открытия крышки, 7 — испаритель, 8 — штанга, 9 — электронный узел устройства напыления

Задняя и боковые поверхности зеркала полированы и алюминированы. Это позволяет повысить их температуру за счет солнечной энергии во время работы и тем самым существенно снизить конденсацию паров различных веществ на лицевой поверхности. Для защиты покрытия зеркал от механических повреждений в период проведения испытаний, а также от конденсации влаги и продуктов сублимации конструкционных материалов в период нахождения на орбите оба зеркала снабжены защитными крышками. Так как процесс деградации поверхности зеркал особенно сильно протекает в первое время после вывода на орбиту, с целью упрощения конструкции применен механизм открытия крышки разового действия. Крышка устанавливается и арретируется на Земле, а при первом приведении прибора в рабочее состояние отводится от поверхности зеркала, причем для запертия механизма открытия крышки и разарретирования используется рабочее движение, присущее зеркалу: для главного зеркала — фокусирующее и по координате X — для следящего.

Для напыления нового отражающего слоя непосредственно в процессе работы в космосе обе монтажки зеркал снабжены установками для термомолекулярного напыления. Каждая установка состоит из двух распылителей, закрепленных на кронштейнах, установленных с двух сторон зеркала, и стабилизированного преобразователя напряжения для питания испарителей. Навески испаряемого алюминия устанавливаются на Земле. Включение установки осуществляется космонавтом с пульта управления подачей питания на преобразователь напряжения.

Блок главного зеркала выполнен следующим образом (рис. 7). Оправа 1 с параболическим зеркалом жестко посажена на направляющий шток, который при фокусировке перемещается вдоль оси по фторопластовым направляющим корпуса 3. Штырь 4, соединенный с оправой, входя в фторопластовую втулку на корпусе, фиксирует подвижную часть от проворота.

Механизм фокусировки состоит из двигателя, понижающего редуктора и ходового винта, установленных в направляющем штоке, а также ходовой гайки, закрепленной в корпусе 3. На время транспортировки и выведения

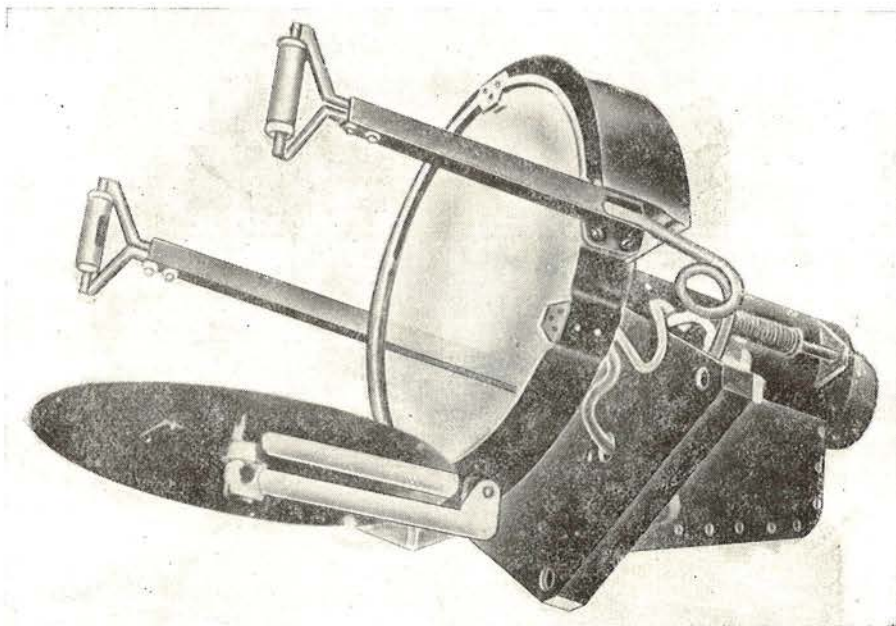


Рис. 8. Общий вид блока главного зеркала

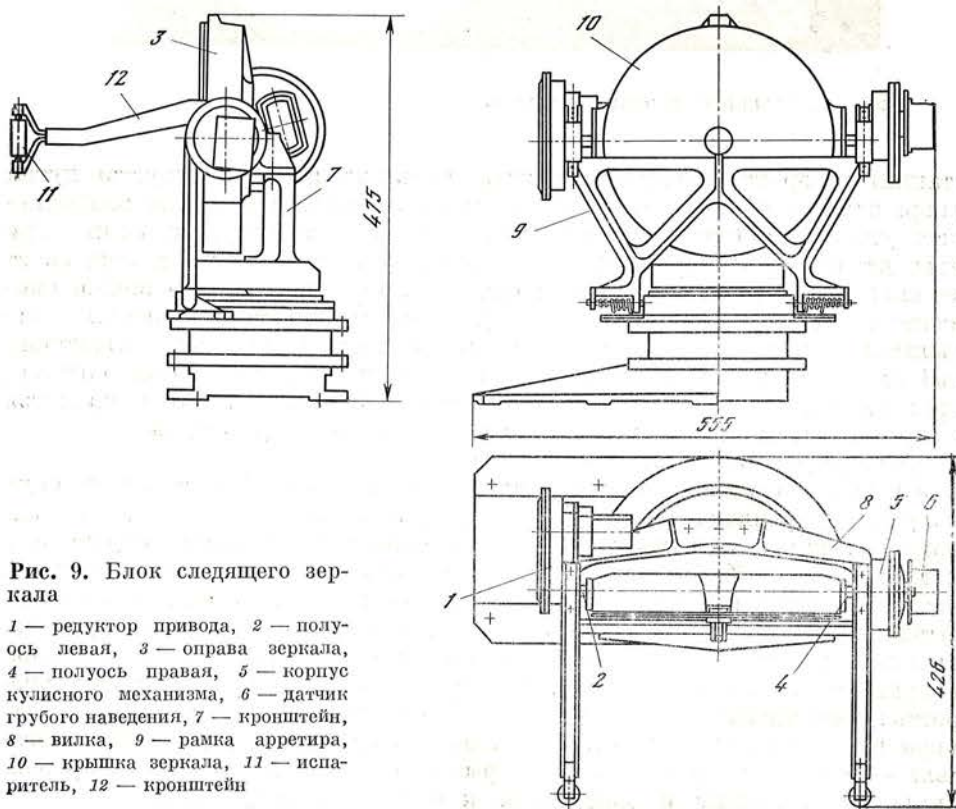


Рис. 9. Блок следящего зеркала

1 — редуктор привода, 2 — полуось левая, 3 — оправа зеркала, 4 — полуось правая, 5 — корпус кулисного механизма, 6 — датчик грубого наведения, 7 — кронштейн, 8 — вилка, 9 — рамка арретира, 10 — крышка зеркала, 11 — испаритель, 12 — кронштейн

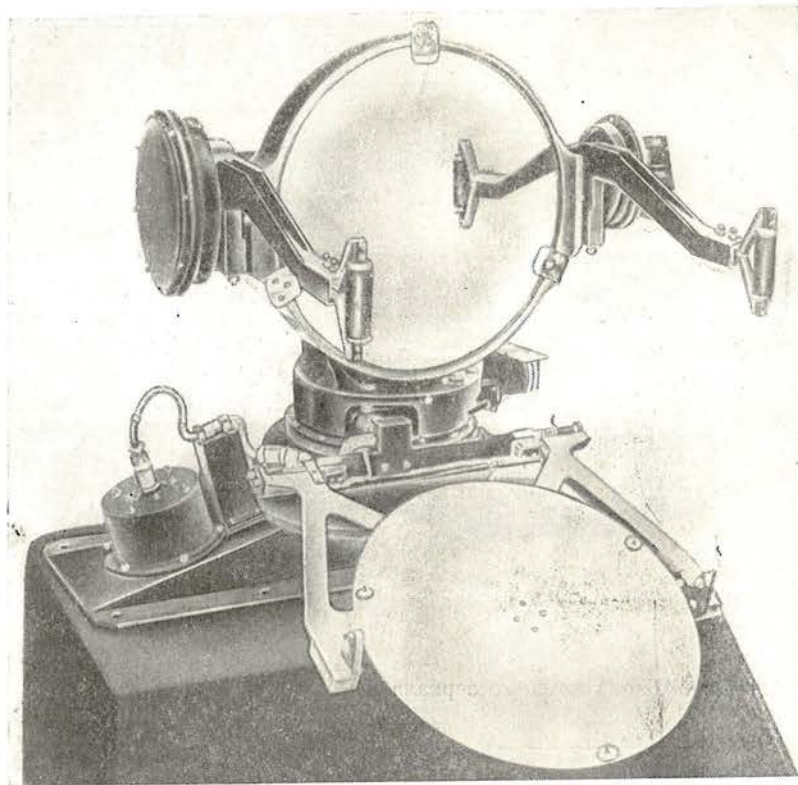


Рис. 10. Следящее зеркало телескопа

станции на орбиту подвижная система дополнительно фиксируется путем упора штока в коническом гнезде. В этом положении с помощью специального упора 5 арретируется механизм 6 открытия защитной крышки. При ходе штока вперед пружинный механизм разарретируется и открывает зеркало, уводя крышку из поля зрения. Включается фокусирующее движение нажатием соответствующих клавиш на пульте управления. Распылители 7 системы алюминирования закреплены на штангах 8, электронный блок питания распылителей вписан в конструкцию 9. Три болта, проходящими через регулировочные втулки 5 фланца 2, блок крепится к промежуточному кронштейну отсека научной аппаратуры.

Фотография блока приведена на рис. 8.

Следящее зеркало (плоское) установлено в оправе 3, которая на двух полуосях укреплена в подшипниковых узлах вилки 8 (рис. 9). Левая полуось 2 является выходным валом закрепленного на вилке редуктора 1 привода по оси X. Правая полуось 4 с помощью кулисного механизма, расположенного в корпусе 5, дающего ускорение в два раза, поворачивает датчик грубого наведения 6. Вилка соединена с кронштейном 7, установленным нижней частью на выходном валу редуктора привода по второй координате Y. Редукторы привода унифицированы. Максимальная скорость вращения выходного вала $0^{\circ}, 1/с$. В редукторах приняты специальные меры для устранения люфта. В каждом приводе применено по два двигателя — основной и резервный, которые через цилиндрический дифференциальный механизм подсоединены к основному редуктору.

С пульта управления можно осуществить переход с одного двигателя на другой. При необходимости движения с повышенной скоростью допустимо одновременное движение обоих двигателей.

Для защиты привода во время действия перегрузок вся подвижная

часть блока арретируется с помощью силовой рамки 9. Фиксация арретира происходит при вертикальном положении рамки и привода по координате X , находящегося в крайнем положении «+». В этом же положении защитная крышка закрывает зеркало. Если при включении прибора перевести зеркало по координате X в положение «-», произойдет разарретирование и пружинный механизм отведет в сторону рамку 9, а также соединенную с ней защитную крышку 10. Система снабжена концевыми выключателями в редукторах привода и механизме открытия крышки. Распылители 11 установлены на кронштейнах 12.

На рис. 10 приведена фотография блока.

2. Блок спектрографа

Блок спектрографа представляет собой плоскую дюралевую коробку 3, к боковой поверхности которой присоединен цилиндрический стакан — шлюзовая камера 8 (рис. 11). На внешней поверхности корпуса размещается входная щель 1, которая образована двумя зеркальными щечками, выполненными из термически обработанной нержавеющей стали. Передняя плоскость щели установлена под углом 45° к падающему лучу. Одна щечка закреплена неподвижно, а другая перемещается в плоскости щели и может занимать два фиксированных положения с соответствующей шириной щели 50 и 500 мкм.

Движение щечки осуществляется от электромагнита с передачей усилия через рычажный механизм 13. При движении щечка скользит

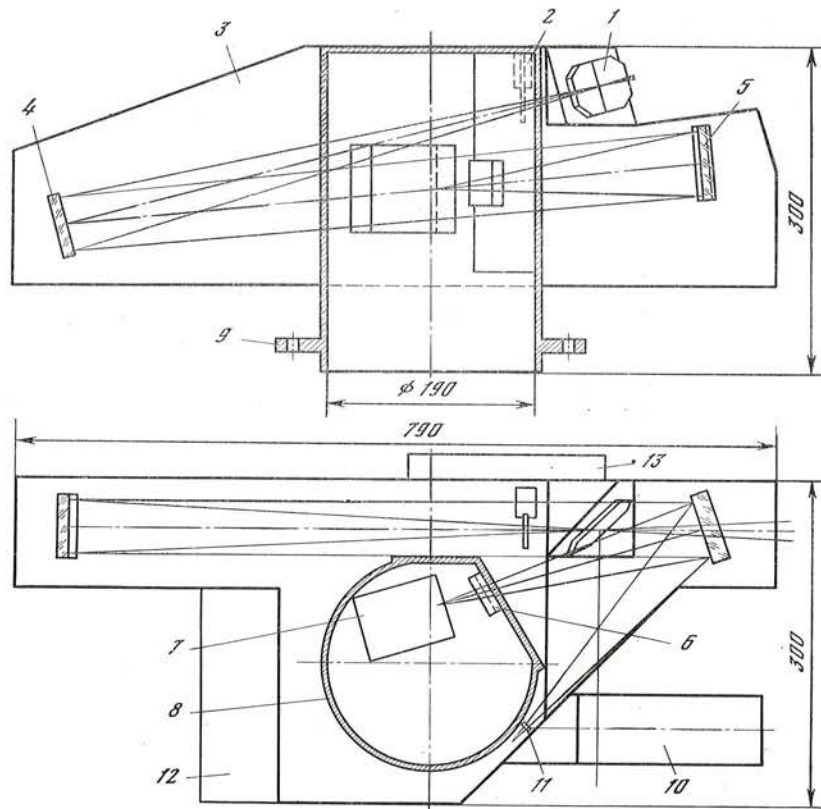


Рис. 11. Блок спектрографа

1 — входная щель, 2 — световой затвор, 3 — корпус, 4, 5 — дифракционные решетки, 6 — шлюзовая камера, 7 — кассета, 8 — шлюзовая камера, 9 — фланец, 10 — стакан ФЭУ, 11 — люминофор, 12 — узел электроники, 13 — рычажный механизм

по неподвижной направляющей, опираясь на нее в трех точках. Между опорными площадками и направляющей для уменьшения трения проложены прокладки из фторопласта.

Высота щели не меняется и равна 6 мм.

Внутри корпуса спектрографа 3 непосредственно за щелью находится световой затвор 2 флажкового типа. Привод затвора осуществляется с помощью электромагнита. С целью повышения общей надежности подачей напряжения осуществляется закрытие затвора, а открывается затвор с помощью пружины. Таким образом, при выходе из строя цепи питания электромагнита затвор не перекроет прохождение света в спектрограф.

Обе дифракционные решетки установлены в цельнофрезерованные оправы идентичной конструкции. На период юстировки каждая из оправ крепится к корпусу одним винтом с пружинной шайбой. Юстировка выполняется с помощью съемного приспособления. Окончательно оправы закрепляются тремя винтами и шплинтуются.

Шлюзовая камера представляет собой дюралевую трубу, с одного торца имеющую герметичное дно, а с другого — открытого — наружный фланец 9. С помощью этого фланца шлюзовая камера, а с ней и спектрограф герметично присоединяются к ответному фланцу на поверхности отсека научной аппаратуры станции. В центре этого ответного фланца имеется герметичный люк, открывающий доступ из внутреннего помещения станции в шлюзовую камеру, где располагается кассета 7 с пленкой. Другой люк — шлюзовой затвор 6, находящийся на боковой поверхности шлюзовой камеры, перекрывает окно во внутреннюю часть корпуса спектрографа. Во время наблюдения на орбите шлюзовой затвор открыт и диспергированный второй решеткой свет беспрепятственно попадает на фотопленку. Открытие шлюзового затвора производится электроприводом, закрытие — с помощью пружинного механизма. Конструкция выполнена таким образом, что для герметичного закрытия шлюзового затвора достаточно отключить электропитание. Это облегчает создание высоконадежной системы блокировки и повышает безопасность работы со шлюзовой камерой. Для наполнения камеры воздухом и вакуумирования имеются два вентиля, один из которых соединяет объем с внутренним помещением станции, второй — с открытым космосом. С помощью манометра, измеряющего разницу давлений в шлюзовой камере и кабине станции, можно контролировать герметичность закрытия люка камеры и шлюзового затвора.

Кассета по направляющим, имеющимся в шлюзовой камере, устанавливается в рабочее положение и фиксируется путем поворота рукоятки. Изображение спектра строится на фотопленке, расположенной в кассете. Форму фокальной поверхности — параболический цилиндр — пленка приобретает за счет прижатия с помощью прижимной планки к направляющей, имеющей соответствующую кривизну. Кассета рассчитана на использование 35-миллиметровой перфорированной рулонной пленки, снабженной по краям специальными валиками, служащими для исключения образования фрикций. С этой же целью все направляющие, по которым пленка движется в кассете, прикасаются только к краю пленки. В своем движении пленка сматывается с подающей кассеты, огибает программный ролик, движется по направляющим, расположенным напротив кадрового окна, и, обогнув направляющий ролик, поступает на приемную катушку. Движение пленки осуществляется путем намотки ее на приемную катушку, вращаемую храповым механизмом.

Для избежания развития коррозии из-за химической агрессивности пленки все поверхности, которых она касается в кассете, изготовлены из фторопласта. Исключение составляет поверхность программного ролика, которая для уменьшения проскальзывания имеет два ручья из силиконовой резины.

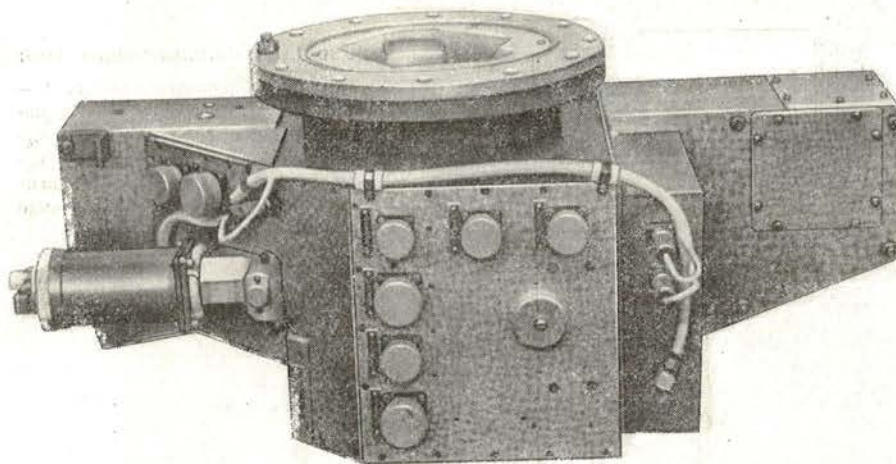


Рис. 12. Фотография блока спектрографа

Стакан 10 с фотоумножителем экспонометра располагается напротив люминофора 11. Источник высокого напряжения для питания ФЭУ, а также первые каскады электронно-регистрающей схемы заключены в отдельную коробку — электронный блок экспонометра 12. Для проведения калибровки регистрирующей системы перед ФЭУ расположена микролампа, питаемая от стабилизированного источника. Включение лампы производится из кабины при проведении калибровки экспонометра. Внешний вид спектрографа показан на рис. 12.

3. Блок коллиматора

Оптическая часть. Блок объединяет в себе шесть элементов оптической схемы (см. 5—10 рис. 1). Два плоских зеркала 9 и 10 (рис. 13) закреплены в оправе 1 на концах несущей трубы, служащей одновременно тубусом для прохождения света. Для исключения отражения от стенок внутри тубуса размещаются пять кольцевых диафрагм 2. Оправа каждого зеркала крепится к трубе в трех точках и допускает юстировку с помощью опорных винтов. После окончания юстировки под крепежные болты устанавливаются необходимого размера дистанционные шайбы.

Труба с помощью двух полок соединена с крепежной платой 3 всего блока. Снаружи эта часть закрывается тонким защитным кожухом, полости под которым используются для размещения узлов электроники системы гидрирования [12] и преобразователей напряжения [13], а также воздушной системы терморегулирования H_{α} -фильтра (ИПФ). На одной из сторон кожуха закреплен вентилятор, нагнетающий воздух из кабины станции в полости с электронными узлами для их охлаждения. С противоположной стороны в кожухе есть ряд отверстий для выхода нагретого воздуха. К верхней полке перпендикулярно оси трубы прикрепляется деталь 4 — гнездо фильтра. С наружной стороны на передней стенке располагается объектив 8 и точный датчик 7 системы ориентации. Эта часть устройства также закрыта защитным кожухом. На противоположной стенке упреляется линза 5 в оправе и с механизмом фокусировки. Фотография блока приведена на рис. 14.

Узел H_{α} -фильтра. Фильтр H_{α} включает в себя оптическую часть и систему термостатирования. Оптическая часть фильтра сделана съемной,

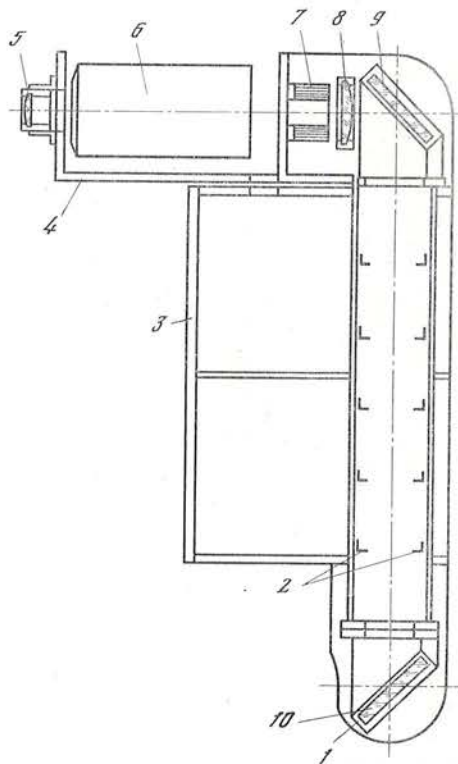
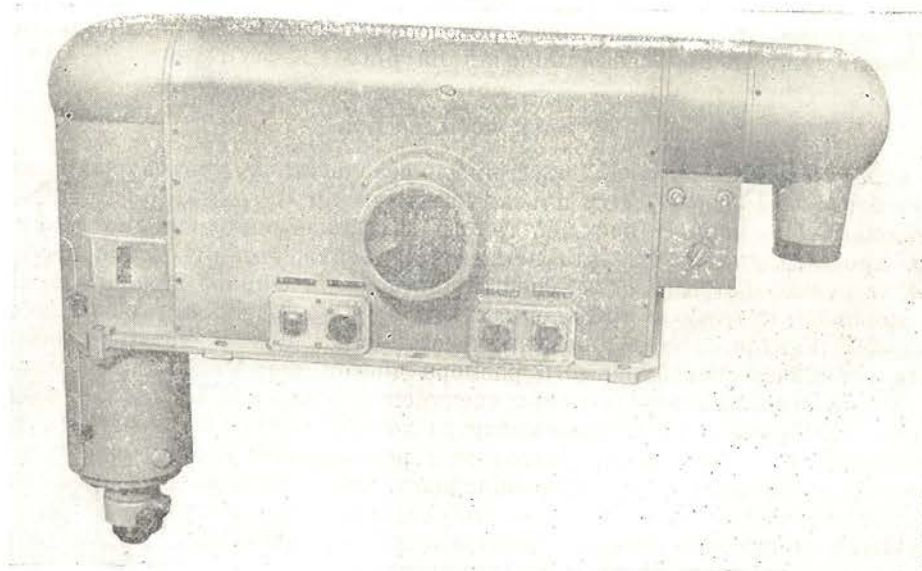


Рис. 13. Коллиматорный блок
 1 — оправа плоского зеркала, 2 —
 кольцевые диафрагмы, 3 — кре-
 пежная плата, 4 — гнездо H_{α} -
 фильтра, 5 — линза, 6 — H_{α} -
 фильтр, 7 — датчик точной ориен-
 тации, 8 — линза, 9, 10 — плоские
 зеркала

Рис. 14. Фотография колли-
 маторного блока



она доставляется на станцию и устанавливается космонавтами. Она состоит из блоков кварца и исландского шпата, чередующихся с поляроидами. Оптическая система фильтра была рассчитана и изготовлена А. Б. Северным совместно с А. Б. Гильваргом [11].

Условия работы в невесомости потребовали нового подхода к устройству системы термостатирования фильтра. С исчезновением веса прекращается конвективный теплообмен и воздушная прослойка теплоизолирует от нагревателя узлы, подлежащие нагреву. Поэтому в устройстве термо-

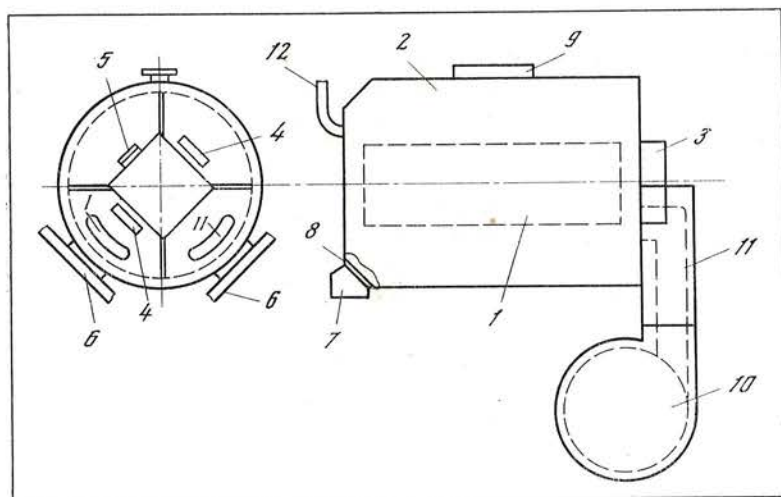


Рис. 15. Устройство термостатирования H_{α} -фильтра

1 — оптические элементы фильтра, 2 — корпус, 3 — интерференционный фильтр, 4 — нагревательный элемент, 5 — датчики температуры, 6 — боковые посадочные плоскости, 7 — задний упор, 8 — паз в корпусе, 9 — прижим, 10 — воздуходувка, 11 — воздуховод, 12 — кабель для подключения электронной схемы

статирования H_{α} -фильтра была применена принудительная циркуляция воздуха по специальной замкнутой системе, в которую входит и пространство, окружающее оптические элементы фильтра.

Измерение температуры в системе производится термосопротивлением, установленным на оптическом блоке и включенным в четырехплечий мост сопротивлений, который расположен в том же термостатированном объеме. Провода нагревателя расположены в воздушных каналах циркуляционной системы и нагревают воздух, который потом отдает тепло оптическим элементам фильтра. Для правильной работы системы терморегулирования в ней необходимо иметь два процесса: нагрев и охлаждение. Тогда, меняя соотношение между временем протекания одного и второго, система будет регулировать температуру. С целью создания процесса охлаждения в циркуляционной системе сделано отверстие, через которое в канал с теплым воздухом подмешивается некоторое количество холодного воздуха из кабины станции.

Система регулирования температуры работает в трех режимах и управляется тремя датчиками. При первой подаче напряжения включается форсированный режим нагрева. После достижения температуры 28°C происходит переключение на режим прецизионного управления. Если в силу каких-либо причин произойдет отказ системы терморегулирования, то во избежание перегрева автономная аварийная система отключит питающее напряжение при температуре 38°C .

Конструктивно система фильтра состоит из съемного оптического узла, смонтированного в теплоизоляционном корпусе, и второй части, постоянно установленной на коллиматорном блоке и включающей воздуходувку и электронно-усилительное устройство (рис. 15).

В корпусе 2 находятся оптические элементы 1, закрепленные в оправе. Для предварительной фильтрации и защиты ИПФ от нагрева на входном окне корпуса установлен интерференционный фильтр 3 с полосой пропускания $\sim 50 \text{ \AA}$.

Пространство между оправой и корпусом разделено на четыре полости. В двух из них находятся нагревательные элементы 4 термостата, а в двух других на корпусе оправы — термодатчики 5 прецизионной системы и термодатчик форсированного нагрева (на рис. 15 не показан).

Корпус устанавливается в гнездо блока на три опоры 6 и 7 таким образом, что два окна на его торце вплотную прижимаются к каналам *II* воздуходувки 10. Через окно *I* воздух нагнетается в корпус термостата и, пройдя последовательно все четыре полости, через окно *II* возвращается в приемную камеру воздуходувки. Кабелем 12 съемный узел соединяется с электронной схемой, смонтированной в коллиматорном блоке.

Кроме терморегулирования, в фильтр входит система дистанционного измерения температуры. Данные по температуре через телеметрическую систему станции передаются на Землю.

Точную установку температуры в пределах $\pm 0,5^\circ \text{C}$ космонавт осуществляет с помощью специальной ручки, расположенной в нижней части коллиматорного блока.

4. Визирный блок

Второй блок системы контроля положения изображения — визирный — объединяет в себе четыре элемента оптической схемы (см. 1—4 рис. 1) и является основой оборудования рабочего места космонавта при работе с телескопом. Кроме оптических элементов, он содержит в себе электронные автоматические устройства, управляющие работой фоторегистратора поля зрения визира и спектрографа, а также основные органы управления всем комплексом.

Оптическая часть блока. Устройство блока показано на рис. 16. В окуляр 1 космонавт может наблюдать изображение Солнца, построенное телескопом на щели спектрографа. Эта же картина проектируется на фотопленку в фоторегистраторе благодаря частичному отражению света полупрозрачным зеркалом 2. Фотопленка находится в кассете 3, установленной в нише, закрытой крышкой 4. Для определения номера кадра и времени, когда проводилась съемка, камера снабжена счетчиком кадров 6 и часами 7 с центральной секундной стрелкой. Лампа 8 с помощью отражателя 9 и призмы 10 освещает цифры счетчика кадров и часы. Через объектив 11 и призму 12 их изображение впечатывается в кадр рядом с изображением Солнца.

Фильмовый канал открывается затвором 14, связанным с механизмом фотокамеры. Лампа 15 впечатывает на пленку в двоичном коде номер соответствующего кадра спектрографа.

Автоматические системы. В нижней части блока располагаются электронные узлы пяти основных автоматических систем, обслуживающих работу фотокамер визира и спектрографа.

1. Система управления работой камеры спектрографа. С помощью светового затвора она обеспечивает выполнение выбранной экспозиции, а после ее окончания выдает команду на протяжку пленки. С помощью клавишей, расположенных на дополнительном пульте управления, длительность экспозиции может быть сделана пропорциональной либо времени (при работе от электронного секундомера), либо количеству попавшей в спектрограф световой энергии (при подключении к интегрирующему фотоэкспонетру). В обоих случаях величину экспозиции космонавт устанавливает переключателем 16, выведенным на лицевую панель блока 11. Десять его положений позволяют устанавливать любое из десяти значений экспозиции, выполняемых автоматически, а одиннадцатое положение переключателя переводит систему на ручное управление.

2. Полностью автоматическая командная система фотокамеры визира. Время экспозиции устанавливается на Земле равным 1,5—2 с. Частота получения снимков — каждые 10 с в течение всего времени экспонирования спектра в спектрографе.

3. Система контроля протяжки. Один из самых ненадежных узлов всей системы — узел протяжки пленки в камере спектрографа. Тяжелые

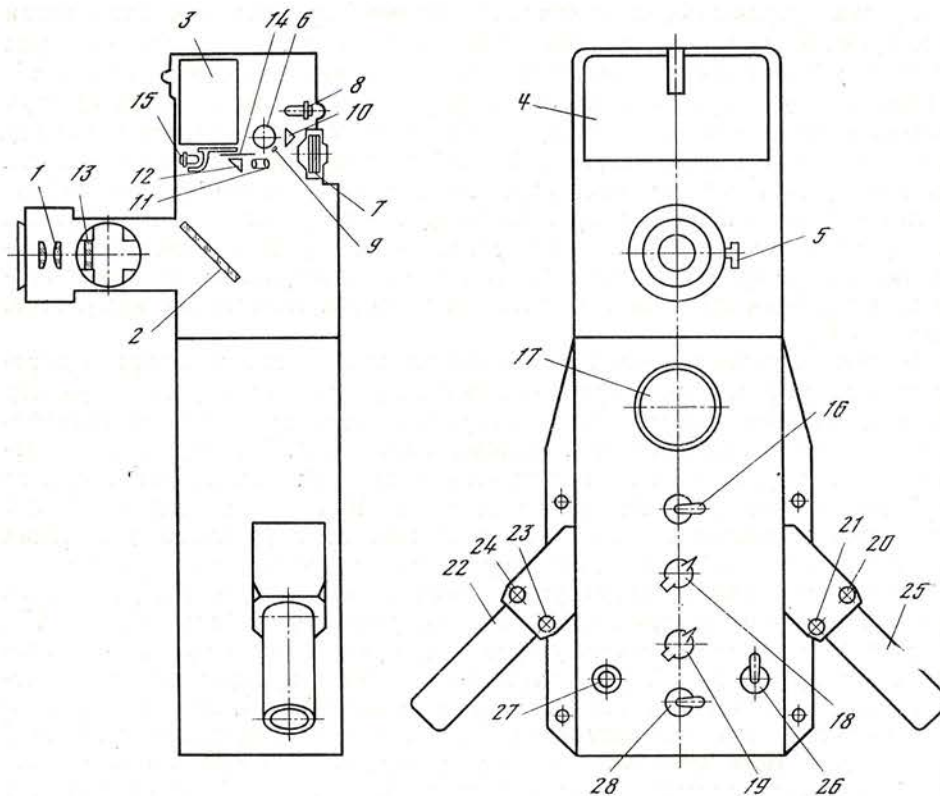


Рис. 16. Визирный блок

1 — окуляр, 2 — полупрозрачное зеркало, 3 — кассета, 4 — крышка люка, 5 — рычажок введения матового стекла, 6 — счетчик кадров, 7 — часы, 8 — лампочка, 9 — отражатель, 10 — призма, 11 — объектив, 12 — призма, 13 — матовое стекло, 14 — затвор, 15 — лампочка, 16 — переключатель счетчика, 17 — счетчик, 18 — переключатель экспозиции, 19 — переключатель коррекции экспонетра, 20, 21 — кнопки начала и прекращения экспозиции, 22 — ручка управления по координате Y, 23, 24 — кнопки фокусировки главного зеркала, 25 — ручка управления по координате X, 26 — тумблер открытия шлюза, 27 — переключатель установок напыления, 28 — переключатель ширины щели

условия работы: глубокий вакуум, невысокая механическая прочность основы пленки — заставляют уделить большое внимание контролю протяжки пленки в кассете спектрографа.

Специальная логическая схема следит за выполнением всей последовательности операций при перемотке пленки: за подачей команды «начало движения пленки», перемоткой на один кадр и установкой механизма кассеты в следующее исходное положение. При невыполнении любой из этих операций система блокирует работу прибора и включает соответствующую сигнализацию. Эта же система отменяет протяжку пленки, если экспозиция проводилась при закрытом шлюзовом затворе, а также блокирует работу в случае ошибочных действий оператора, например при попытке проводить калибровку экспонетра с открытым шлюзовым затвором.

4. Регистрирующая часть фотоэкспонетра — четвертая система, электронные узлы которой расположены в визирном блоке. С помощью переключателя 19, выведенного на лицевую панель, оператор при калибровке экспонетра может вводить коррекцию в его чувствительность.

5. Электронный счетчик кадров спектрографа с кодирующим устройством, позволяющим впечатывать номер кадра на пленку спектрографа и пленку визира.

Органы управления и индикации. Кроме переключения экспозиции и коррекции экспонометра, на блоке визира располагается еще ряд органов управления и элемент индикации — механический счетчик 17. С помощью тумблера он может регистрировать сигналы от одной из двух систем. В правом положении тумблера счетчик подключается к выходу фотоэкспонометра спектрографа. Тогда его показания пропорциональны количеству световой энергии, упавшей на пленку за время экспозиции. В левом положении тумблера на вход счетчика подаются импульсы электронного секундомера-генератора, и в этом случае его показания пропорциональны времени, прошедшему с момента начала экспозиции. Точность измерения времени определяется частотой следования импульсов, равной 4 Гц.

В нижней части панели управления располагаются: в центре — переключатель управления шириной щели спектрографа 28, справа — тумблер 26, включающий электропривод открытия шлюзового затвора спектрографа. Слева — переключатель системы напыления 27. В верхнем положении этого переключателя включается установка напыления главного зеркала, в нижнем — следящего зеркала. В среднем положении обе установки выключены. Для предохранения от случайного включения тумблер в среднем положении закрывается защитным колпачком.

Справа и слева от блока управления спектрографом располагаются ручки управления системы наведения (см. фотографию блока на рис. 17). На рис. 18 показана схема их устройства. Ручка 1 через муфту ограничения 2, гибкую муфту 3, промежуточный валик 4 вращает ось потенциометра точного наведения П2, закрепленного в стакане 5, связанном с осью потенциометра грубого наведения П1. Для проворачивания стакана 5 нужен больший момент, чем для проворачивания оси потенциометра П2, так как стакан придерживается пружиной 6. При вращении ручки 1 сначала выбирается весь угол поворота потенциометра П2 — точного управления, а затем начинает работать потенциометр П1 — грубого управления. Угол поворота ручки ограничен в пределах 540° муфтой ограничения 2 и упором 7. Ручка управления 25 (см. рис. 16) управляет системой наведения по оси X, с помощью кнопки 20 включается начало экспозиции спектрографа, а с помощью кнопки 21 прекращается экспозиция при ручном управлении. Ручка 22 управляет системой наведения по оси Y. Кнопки 23 и 24 служат для управления механизмом фокусировки главного зеркала. При нажатии на кнопку 23 главное зеркало приближается к спектрографу, при нажатии на кнопку 24 — удаляется.

Контроль за работой различных систем комплекса в процессе наблюдений космонавт осуществлял по 12 транспарантам и десяти индикаторным светодиодам, расположенным на дополнительном пульте управления. На этом же пульте расположены шесть клавишей, нажатием которых можно включить следующие режимы: 1) калибровку экспонометра; 2) задание экспозиции по показаниям фотоэкспонометра; 3) задание экспозиции в спектрографе временем; 4) ручное управление нагревателем H α -фильтра; 5) режим работы камеры спектрографа — «одиночные снимки»; 6) режим работы камеры спектрографа — «непрерывно» (в режиме кинокамеры).

III. ЗАЩИТА ОПТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

Проблема достижения высоких значений эффективностей оптических элементов при внеатмосферных исследованиях, кроме получения эффективных оптических покрытий, включает в себя и вторую задачу: сохранение отражающих свойств этих покрытий в течение всего времени с момента их нанесения до окончания работы на орбите.

Первое снижение коэффициента отражения может произойти в процессе наземных испытаний, калибровочных и юстировочных работ, особенно

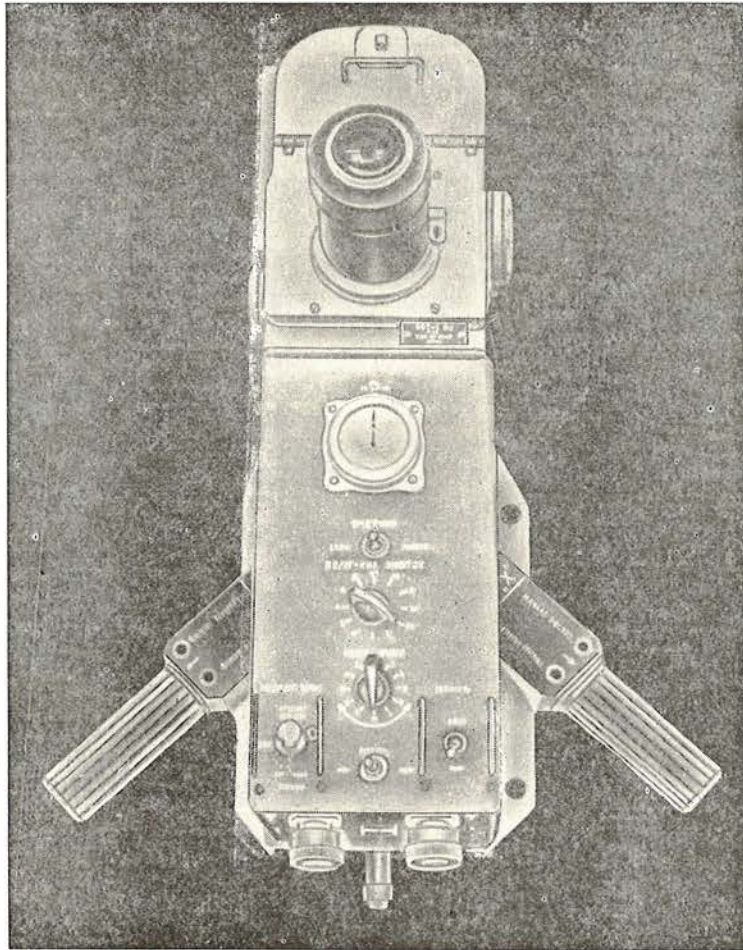


Рис. 17. Общий вид визирного блока

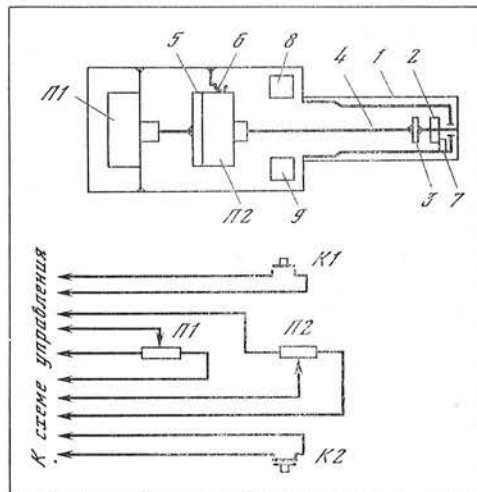


Рис. 18. Устройство ручки управления
 1 — рукоятка, 2 — муфта ограничения, 3 — гибкая муфта, 4 — ось потенциометра точного наведения, 5 — стакан потенциометра, 6 — пружина, 7 — упор; П1 — потенциометр грубого наведения, П2 — потенциометр точного наведения, К1, К2 — кнопки управления 8, 9

при вакуумных испытаниях, проводимых с использованием масляных насосов без принятия необходимых мер защиты или при нахождении в атмосфере с повышенной влажностью. Влияние этих факторов существенно уменьшено соблюдением соответствующих мер предосторожности.

Значительно более серьезны изменения, которые происходят с оптическими элементами после запуска [14]. Как известно, под воздействием корпускулярных потоков, ультрафиолетового и рентгеновского излучения меняется прозрачность некоторых веществ, существенно ухудшается коэффициент отражения у многих отражающих пленок, в том числе у сернистого цинка, а также у содержащих его многослойных покрытий.

Наибольшее влияние на состояние оптических элементов оказывает так называемое явление контаминации, заключающееся, как известно, в образовании налетов за счет конденсации на поверхностях оптических элементов различных веществ, входящих в состав микроатмосферы космического аппарата. Обычно это пары различных органических веществ, а также продукты распада под действием космической среды многочисленных материалов, используемых в конструкции спутника. В значительном количестве в составе микроатмосферы спутника присутствуют продукты неполного сгорания топлива двигателей ориентации.

Так как коэффициент возврата газов, составляющих микроатмосферу, близок к нулю, она существует только за счет постоянного пополнения новыми порциями выделяющихся газов. Поэтому морфология микроатмосферы обычно имеет сложный характер, а степень поражения оптики существенно зависит от конкретного расположения прибора на поверхности космического аппарата [15].

В соответствии с различными возможными причинами поражения отражающих покрытий можно выделить три основные группы мероприятий по его предотвращению, проведенных на этапах подготовки и реализации эксперимента.

Первая группа мероприятий осуществлялась на этапе проектирования. Проектирование велось с учетом требований вакуумной техники [16], в частности самое серьезное внимание было обращено на правильный выбор материалов конструкции, особенно оправ зеркал и других оптических элементов, а также на обработку поверхностей металлических конструкций. В результате обработки поверхности не должны становиться пористыми и шероховатыми. Предпочтение отдавалось полированным поверхностям, легко поддающимся очистке [17].

При конструировании механических узлов мы по возможности избегали создания замкнутых полостей, которые в дальнейшем на орбите могут явиться причиной повышенного газовыделения, способствующего явлению контаминации.

Очень опасно расположение вблизи оптических элементов электронных блоков, кабелей и т. д. Содержащие большое количество различного рода элементов, эти узлы, как правило, имеют очень большое газоотделение органических соединений, которые в дальнейшем также могут явиться причиной поражения оптики. Поэтому все электронные блоки располагались в герметизированных отсеках станции.

Вторая группа мероприятий проводилась в период с момента изготовления аппаратуры до запуска и предусматривала меры по защите оптических элементов при проведении всех видов юстировочно-регулирующих работ и испытаний, включая испытания на технической позиции.

Кроме общих требований обращения с оптическими приборами, особое внимание уделялось мерам по предотвращению попадания аппаратуры в атмосферу, способную конденсировать на поверхности конструкции какие-либо вещества, приводящие к порче оптики. Как уже говорилось, это могут быть пары масла при неправильном использовании вакуумной техники с масляными насосами.

Существенное влияние на оптические покрытия может оказать влага. Поэтому были приняты меры, чтобы избежать нахождения аппаратуры в атмосфере с повышенной влажностью, а также быстрой смены окружающей температуры, например при транспортировке или при проведении температурных испытаний. Для уменьшения вероятности случайного повышения влажности в отсеке научной аппаратуры устанавливался специальный «патрон осушки», представляющий собой закрываемую герметично коробку с тремя килограммами силикагеля. На время нахождения отсека в «опасных условиях» коробка открывалась. Важным мероприятием следует считать использование технологических оптических элементов, в частности зеркал телескопа. С ними аппаратура прошла все виды испытаний, и только на последнем этапе (на технической позиции) была произведена установка штатных оптических элементов и их окончательная юстировка.

Наконец, третья группа мероприятий по защите оптических поверхностей выполняется во время пребывания на орбите. Естественно, что все операции, проводимые на орбите, подготовлены заранее, еще на этапе проектирования.

В большой степени предохраняет оптику от конденсации на ней различных веществ применение на главном и следящем зеркалах телескопа защитных крышек.

Очень важным моментом работы на орбите является тепловой режим оптических элементов. Интенсивность конденсации существенно зависит от температуры поверхности. Поэтому для снижения конденсации различных веществ на оптических поверхностях необходимо, чтобы их температура была по возможности выше температуры окружающих элементов конструкции. С этой целью вся боковая поверхность зеркал была полирована и алюминирована. Это привело к значительному уменьшению скорости остывания при заходе в тень и к более высокой средней температуре.

Хорошо показал себя разработанный и примененный нами метод нанесения свежих покрытий в космосе специально сконструированными установками для термомолекулярного напыления алюминия.

IV. ЮСТИРОВКА ТЕЛЕСКОПА И ИСПЫТАНИЯ

Так как телескоп не имеет собственной несущей конструкции, а выполнен в виде отдельных блоков, после их установки на соответствующие посадочные места требуется дополнительная юстировка. Первоначальная сборка осуществлялась на специально построенном стенде, точно воспроизводящем положение посадочных мест всех блоков на станции «Салют». На этом стенде проводилась комплексная проверка и регулировка систем телескопа, включая наладку всех режимов работы системы ориентации по реальному Солнцу. При юстировке как на стенде, так и в составе станции «Салют» на технической позиции использовался специальный осветитель, дающий пучок света диаметром 200 мм с расходимостью 30'.

Основным блоком, положение которого принималось за исходное, был блок спектрографа. Герметичная посадка шлюзовой камеры на корпус станции не допускала юстировки, поэтому совмещение оптической оси спектрографа и главного зеркала осуществлялось юстировкой блока главного зеркала.

Юстировка проводилась в два этапа: сначала центр зеркала совмещался с оптической осью спектрографа, а затем зеркало разворачивалось на необходимый угол. Для выверки положения центра зеркала использовалось прицельное приспособление, установленное на боковой поверхности спектрографа. Его ось, так же как реперная риска на крышке зеркала, по которой проводилась юстировка, смещены относительно оси спектро-

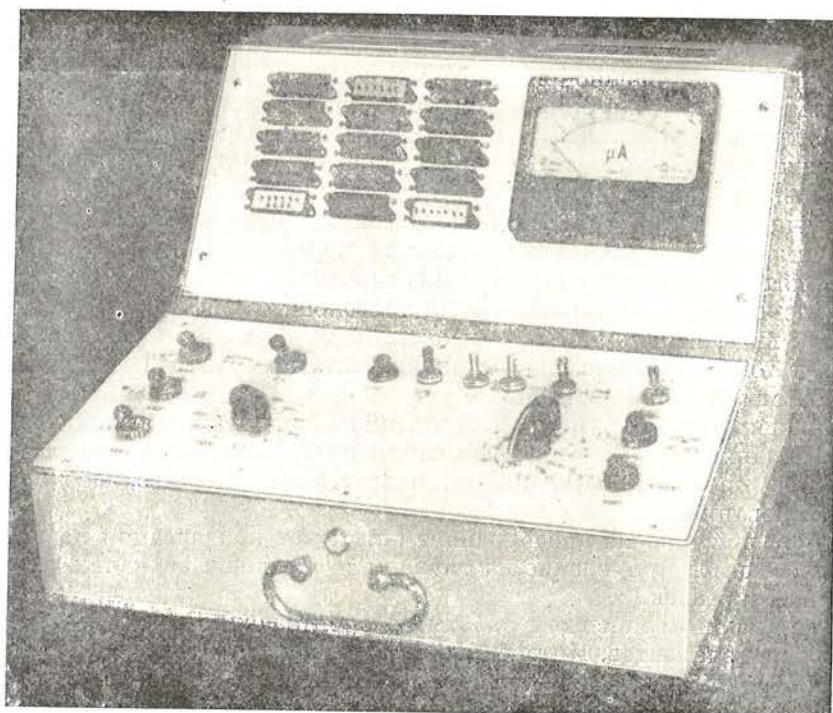


Рис. 19. Наземный испытательный стенд

графа на 50 мм. Совмещение осуществлялось движением всего блока зеркала, установленного на промежуточном кронштейне, крепление которого к корпусу отсека научной аппаратуры позволяло менять его положение на 20 мм. Дальнейшая юстировка главного зеркала и других оптических элементов проводилась с использованием коллиматора-осветителя. На оба зеркала с открытыми крышками надевались диафрагмы, закрывавшие всю поверхность, кроме центральной части диаметром 20 мм. Свет коллиматора направлялся на следующее зеркало, которое устанавливалось таким образом, чтобы отраженный центральной частью пучок попадал в отверстие диафрагмы главного зеркала. После этого вращением регулировочных втулок фланца (2 и 5 на рис. 7) главное зеркало разворачивалось до попадания изображения источника на центр щели спектрографа. На этом юстировка главного зеркала заканчивалась. При последнем проведении юстировки после замены технических зеркал на рабочие все крепежные средства блока фиксировались.

Следующим юстируемым элементом было первое зеркало коллиматорного блока (10 на рис. 13). С помощью прижимных и упорных винтов, заменяемых впоследствии дистанционными шайбами, узел оправы с зеркалом сначала устанавливался по высоте таким образом, чтобы свет от изображения на щели попадал на середину зеркала. Затем узел разворачивался до попадания отраженного света на центр верхнего зеркала. Для облегчения выполнения этой операции использовалось специальное приспособление, устанавливаемое вместо верхнего зеркала.

Последней операцией собранной системы была установка верхнего зеркала коллиматора (9 на рис. 13). Так же как и нижнее, верхнее зеркало регулировалось прижимным и упорным винтом с последующей установкой дистанционных шайб. На время этой юстировки H_{α} -фильтр заменялся на технологический фильтр-ослабитель, имевший существенно меньшую плотность. Верхнее зеркало поворачивалось до тех пор, пока изобра-

жение источника света коллиматора на щели спектрографа не оказывалось в центре поля зрения окуляра (1 на рис. 16).

Для проведения всех видов испытаний использовался специальный испытательный стенд (рис. 19). С помощью кабеля он подключался к технологическому разъему на блоке спектрографа. Стенд позволял подавать на систему автономное от бортовой сети станции напряжение питания и проводить проверку основных систем подачей соответствующих сигналов. Для этой цели на стенде имелись дублирующие органы управления комплексом телескопа и все основные транспаранты, сигнализирующие о работе соответствующих систем.

Заключение

Разработка, изготовление, наладка, испытания и работа на орбите солнечного телескопа ОСТ-1 подтвердили правильность общих принципов, положенных в основу его конструкции. Блочное исполнение всего комплекса существенно облегчило его вес, уменьшило габариты и упростило размещение на орбитальной станции, которое свелось к установке в отсеке научной аппаратуры пяти отдельных, сравнительно небольших блоков. Такое конструктивное решение позволило реализовать работу в прямом фокусе главного зеркала при больших фокусных расстояниях.

К удачным конструктивным решениям следует отнести прямую оптическую передачу изображения со щели спектрографа в визирное устройство, расположенное в кабине.

При неподвижном расположении спектрографа на корпусе станции удалось сделать герметизируемой от космоса его камерную часть, что позволило иметь доступ к кассете из кабины станции и тем самым просто решить проблему смены фотошленки. Это дало возможность при смене экипажа космонавтов доставлять на Землю результаты наблюдений, оценивать их качество и вводить коррекцию в программу работы следующего экипажа. Каждый из экипажей отснял по две кассеты спектрографа, проводя для их установки и смены по три операции шлюзования.

Было получено свыше 600 ультрафиолетовых спектров активных образований на Солнце и около двух тысяч его изображений, сделанных фоторегистратором. Отождествлено более 100 эмиссионных линий ультрафиолетового спектра в области 970—1400 Å. Стигматичные спектры имеют хорошую привязку по высоте щели к различным участкам солнечной поверхности и позволяют проводить исследования тонкой структуры эмиссионных линий. Полученные результаты приведены в [48].

Автор выражает глубокую благодарность академику А. Б. Северному и Н. В. Стешенко за постоянное внимание и ценные замечания, сделанные при разработке аппаратуры, позволившие существенно повысить астрофизическую ценность получаемого материала.

Автор благодарен специалистам, принимавшим участие в работе: инженерам-конструкторам, инженерам — специалистам по радиоэлектронике, инженерам — специалистам по оптическим покрытиям.

Литература

1. Исследования верхней атмосферы и космического пространства, выполненные в СССР в 1969 г. Доклад КОСПАР. М., «Наука», 1970.
2. Heath D. F. — Appl. Opt., 1966, 5, N 6, 937.
3. Lanfer A. H., Pirog J. A., McNesby J. R. — J. Opt. Soc. Amer., 1965, 55, 64.
4. Брунс А. В., Стешенко Н. В., Сидоров Г. Г. — Наст. том, с. 57.
5. Reeves E. M., Parkinson W. H. — J. Opt. Soc. Amer., 1963, 53, 941.
6. Зайдель А. И., Шрейдер Е. Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. М., «Наука», 1967.

7. *Hass G., Tousey R.*— J. Opt. Soc. Amer., 1959, 49, 593.
8. *Мошнев В. Г., Рябцев А. Н., Суходрев Н. К.*— ЖПС, 1970, 12, № 2, 275.
9. *Рябцев А. Н., Суходрев Н. К.*— ЖПС, 1969, 10, № 5, 834.
10. *Dupree A. K., Keeves E. M.*— Astrophys. J., 1971, 165, N 3, pt 1, p. 599.
11. *Северный А. Б., Гильварг А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1949, 4, 3.
12. *Брунс А. В.*— Наст. том, с. 211.
13. *Брунс А. В., Лиманский Л. Г.*— Наст. том, с. 206.
14. *Becker R. A.*— Appl. Opt., 1967, 6, N 5, 955.
15. *Newkirk G. L.*— Planet. and Space Sci., 1967, 15, 1267.
16. *Черепнин Н. В.* Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. М., «Сов. радио», 1966.
17. *Данилин Б. С.* Конструирование вакуумных систем. М.— Л., Госэнергоиздат, 1959.
18. *Брунс А. В., Гречко Г. М., Губарев А. А. и др.*— Наст. том, с. 3.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ СПЕКТРОГРАФ
ОРБИТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА
СТАНЦИИ «САЛЮТ-4»

А. В. Брунс, Г. Г. Сидоров, Н. В. Стешенко

Приводятся расчеты фокальной кривой и астигматизма дифракционного спектрографа с двумя вогнутыми сферическими решетками, построенного по схеме: входная щель находится в фокусе первой решетки ($r_1 = 1000$ мм, $N_1 = 1200$ мм⁻¹); вторая решетка ($r_2 = 500$ мм, $N_2 = 2400$ мм⁻¹), плоскость дисперсии которой перпендикулярна плоскости дисперсии первой решетки, строит изображение спектра на фотопленке. В области длин волн от 970 до 1430 Å астигматическая разность близка к нулю для большого участка центральной части спектра и не превышает 0,7 мм на краях указанного диапазона. Угол падения лучей на первую решетку может быть увеличен до 2° без заметного ухудшения качества спектра. Описывается методика юстировки спектрографа. Ширина инструментального контура спектрографа на половине интенсивности линии равна 0,32 Å (при ширине входной щели около 0,05 мм), величина обратной дисперсии равна 14,65 Å/мм.

EUV-SPECTROGRAPH OF THE ORBITING SOLAR TELESCOPE ON THE «SALYUT-4» STATION, by A. V. Bruns, G. G. Sidorov, N. V. Steshenko.— Calculations of the focal curve and astigmatism of the diffraction spectrograph with two crossed-dispersion concave gratings are described. Entrance slit of the spectrograph is in the focus of the first grating ($r_1 = 1000$ mm, $N_1 = 1200$ mm⁻¹); the second grating ($r_2 = 500$ mm, $N_2 = 2400$ mm⁻¹) focus the spectrum on the film. In spectral region from 970 to 1430 Å astigmatic difference is close to zero for the main part of the spectrum and does not exceed 0,7 mm on the edges of spectrum. The angle of incidence to the first grating may be increased up to 2° without distortion of the spectrum. The method of adjustment of the spectrograph is described. The half-width of the spectrograph line profile is 0.32 Å (with the entrance slit of about 0.05 mm); the dispersion is 14.65 Å/mm.

Спектрограф орбитального солнечного телескопа, подробное описание которого приведено в [1], состоит из входной щели, вогнутой дифракционной решетки предварительной дисперсии, выполняющей одновременно функцию коллиматора, и второй вогнутой решетки, строящей стигматическое изображение спектра на фотопленке. Оптическая схема спектрографа приведена на рис. 1.

В спектрографе применены сферические решетки со штрихами, нанесенными на слой алюминия. Перед установкой в спектрографе обе решетки покрыты методом напыления в вакууме слоями Ge и ZnS такой толщины, чтобы обеспечить приемлемое отражение в ультрафиолетовой области спектра (около 10% в $\lambda = 1000$ Å с плавным повышением в область $\lambda = 1400$ Å) и очень низкое отражение в видимой области спектра (коэффициент отражения близок к нулю в $\lambda = 4000$ Å). Это приводит к существенному уменьшению рассеянного света в спектрографе. Обе решетки работают в первом порядке.

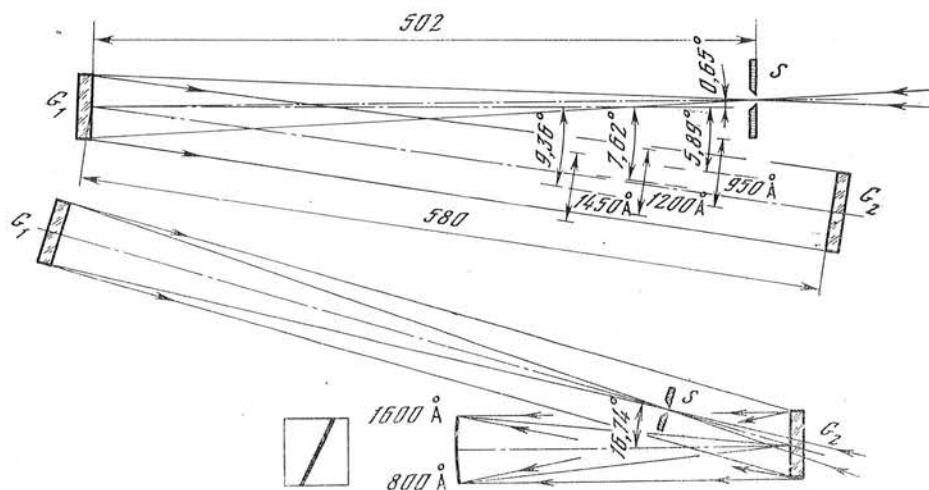


Рис. 1. Оптическая схема спектрографа

Первая решетка имеет радиус кривизны $r_1 = 1000$ мм, число штрихов $N_1 = 1200$ мм⁻¹, заштрихованную площадь 50×50 мм; радиус кривизны второй решетки $r_2 = 500$ мм, число штрихов $N_2 = 2400$ мм⁻¹, заштрихованная площадь 50×60 мм (большой размер вдоль штрихов). Направление штрихов второй решетки перпендикулярно к направлению штрихов первой решетки. Подобная оптическая схема двух скрещенных вогнутых дифракционных решеток была применена в спектрографе для получения стигматического спектра Солнца в области 1950—2800 Å Р. Бонэ [2].

Спектрограф обеспечивает: а) получение достаточно стигматического спектра для широкого участка длин волн от 970 до 1420 Å; б) при входном относительном отверстии 1 : 10 выходное относительное отверстие равно 1 : 5 (уменьшение равно 2), что дает возможность повысить освещенность на фотопленке; в) построение стигматического спектра осуществляется всего двумя оптическими элементами — сферическими решетками. Это позволяет избежать лишних потерь ультрафиолетового излучения на отражающих поверхностях.

Условия фокусировки сферической решеткой радиуса r в меридиональной (для спектральных линий) и сагиттальной (для деталей) плоскостях, согласно [3—5], определяются соответственно выражениями

$$\frac{\cos^2 \varphi}{d} + \frac{\cos^2 \varphi'}{d'} = \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{r}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{d'} = \frac{\cos \varphi + \cos \varphi'}{r}. \quad (2)$$

Здесь φ и φ' — углы падения и дифракции, d — расстояние от источника (входной щели) до вершины решетки, d' и \bar{d}' — расстояние монохроматического изображения источника от вершины решетки соответственно для меридионального и сагиттального сечений. Углы φ и φ' связаны известным соотношением

$$\sin \varphi + \sin \varphi' = k\lambda N, \quad (3)$$

где k — номер порядка спектра, N — число штрихов на единицу длины наделенной поверхности решетки, λ — длина волны.

Найдем условия фокусировки сначала для I решетки, работающей в так называемой обращенной схеме Уодсворта. В. К. Прокофьевым в [5] указано на то, что работающая в такой схеме решетка приводит к появлению астигматизма. Только при угле падения $\varphi_1 = 0$ (индекс 1 будет относиться к первой решетке, индекс 2 — ко второй) величины d_1 и \bar{d}'_1

обращаются в бесконечность для избранной длины волны. Для других длин волн меридиональный и сагиттальный фокусы находятся на различных конечных расстояниях от решетки, что и ведет к возникновению астигматизма. При этом для $\lambda < \lambda_0$ дифрагированные лучи будут сходящимися, для $\lambda > \lambda_0$ — расходящимися.

Из конструктивных соображений нами принят угол падения на I решетку $\varphi_1 = 0^\circ,39$. Как будет показано дальше, это не ведет к возрастанию астигматизма по сравнению с условием $\varphi_1 = 0$.

Расстояние от входной щели до вершины I решетки d_1 определим из уравнения (1), задав условие, чтобы для средней длины волны $\lambda_0 = 1200 \text{ \AA}$ дифрагированный пучок в меридиональном сечении был параллельным, т. е. $d'_1 = \infty$. Тогда

$$d_1 = \frac{r_1 \cos^2 \varphi_1}{\cos \varphi_1 + \cos \varphi'_1} = 502,17 \text{ мм.} \quad (4)$$

Положение меридионального и сагиттального фокусов для I решетки получим из (1) и (2):

$$d'_1 = \frac{r_1 \cos^3 \varphi'_1}{(\cos \varphi_1 + \cos \varphi'_1) - \frac{r_1}{d_1} \cos^2 \varphi_1}, \quad (5)$$

$$\bar{d}'_1 = \frac{r_1}{(\cos \varphi_1 + \cos \varphi'_1) - \frac{r_1}{d_1}}. \quad (6)$$

Теперь найдем условия фокусировки для II решетки. Она устанавливается под таким углом к падающему пучку, чтобы дифрагированный пучок для $\lambda_0 = 1200 \text{ \AA}$ шел по нормали к решетке, т. е. $\varphi'_{0,2} = 0$. Из этого условия находим, пользуясь уравнением (3), угол падения на II решетку $\varphi_2 = 16^\circ,74$, который в проекции на плоскость дисперсии II решетки одинаков для всех длин волн. Дифрагированные от второй решетки пучки для $\lambda > \lambda_0$ располагаются по ту же сторону от нормали, что и падающий пучок (φ'_2 положительны), а для $\lambda < \lambda_0$ по другую сторону нормали (φ'_2 отрицательны).

Так как штрихи решеток взаимно перпендикулярны, то пучок лучей, дифрагированных от I решетки в меридиональном сечении, становится падающим на II решетку пучком в сагиттальном сечении (а сагиттальный становится меридиональным):

$$d_2 = -\bar{d}'_1; \bar{d}_2 = -d'_1. \quad (7)$$

Знак изменился на обратный, так как мы сейчас рассматриваем расстояния d_2 и \bar{d}_2 по отношению ко II решетке. При этом расстоянием между решетками можно пренебречь, поскольку величины d'_1 и \bar{d}'_1 составляют сотни метров.

Подставив значения d_2 из (6) и \bar{d}_2 из (5) соответственно в уравнения (1) и (2), получим положения меридионального d'_2 и сагиттального \bar{d}'_2 фокусов спектрографа:

$$d'_2 = \frac{r_2 \cos^2 \varphi'_2}{(\cos \varphi_2 + \cos \varphi'_2) + \frac{r_2}{r_1} \cos^2 \varphi_2 \left[(\cos \varphi_1 + \cos \varphi'_1) - \frac{r_1}{d_1} \right]}, \quad (8)$$

$$\bar{d}'_2 = \frac{r_2 \cos^2 \varphi_1}{\cos^2 \varphi'_1 (\cos \varphi_2 + \cos \varphi'_2) + \frac{r_2}{r_1} \left[(\cos \varphi_1 + \cos \varphi'_1) - \frac{r_1}{d_1} \cos^2 \varphi_1 \right]}. \quad (9)$$

В таблице приведены вычисленные по этим уравнениям значения d'_2 и \bar{d}'_2 для различных длин волн для трех значений угла падения φ_1 на

$\lambda, \text{Å}$	$\varphi_1 = 0; d_1 = 502,6 \text{ мм}$			$\varphi_1 = 0^\circ,39; d_1 = 502,2 \text{ мм}$			$\varphi_1 = 2^\circ; d_1 = 501,0 \text{ мм}$		
	$d_2', \text{ мм}$	$\bar{d}_2', \text{ м}$	$\Delta_{\text{аст}}, \text{ мм}$	$d_2', \text{ мм}$	$\bar{d}_2', \text{ мм}$	$\Delta_{\text{аст}}, \text{ мм}$	$d_2', \text{ мм}$	$\bar{d}_2', \text{ мм}$	$\Delta_{\text{аст}}, \text{ мм}$
950	254,47	255,36	0,89	254,53	255,41	0,88	254,70	255,46	0,76
1000	254,76	255,33	0,57	254,81	255,37	0,56	254,97	255,41	0,44
1100	255,21	255,35	0,14	255,22	255,35	0,13	255,37	255,37	0,00
1200	255,41	255,41	0,00	255,40	255,41	0,01	255,56	255,41	-0,15
1300	255,41	255,57	0,16	255,42	255,56	0,14	255,53	255,54	0,01
1400	255,18	255,80	0,62	255,20	255,79	0,59	255,29	255,76	0,47
1450	254,99	255,94	0,95	255,01	255,94	0,93	255,10	255,90	0,80

I решетку. Там же даны астигматические разности $\Delta_{\text{аст}} = \bar{d}_2' - d_2'$, а также расстояния d_1 от входной щели до вершины I решетки. Как видно из таблицы, взятый нами угол $\varphi_1 = 0;39$ не приводит еще к возрастанию астигматических разностей по сравнению с данными для $\varphi_1 = 0$. Вообще говоря, угол падения на I решетку можно было бы увеличить до $\sim 2^\circ$. При этом, как видно из трех последних столбцов таблицы, для средней длины волны появляется небольшой астигматизм по обе стороны от центральной части спектра $\Delta_{\text{аст}} = 0$, а затем астигматическая разность возрастает к краям спектра. Во всех этих случаях спектр располагается на сложной поверхности, не симметричной относительно $\lambda_0 = 1200 \text{ Å}$.

Диспергирующими элементами спектрографа являются обе дифракционные решетки. В связи с тем, что штрихи одной решетки перпендикулярны штрихам другой, спектр будет наклонен на угол α относительно направления штрихов II (основной) решетки:

$$\text{tg } \alpha = \frac{d\varphi_1'}{d\lambda} : \frac{d\varphi_2'}{d\lambda} = \frac{\cos \varphi_2'}{\cos \varphi_1'} \frac{k_1 N_1}{k_2 N_2}. \quad (10)$$

В нашем случае $k_1 = k_2 = 1$. Для $\lambda = 1200 \text{ Å}$ $\varphi_2' = 0$; $\varphi_1' = 7^\circ,623$; $\text{tg } \alpha = 0,50446$; $\alpha = 26^\circ,77$.

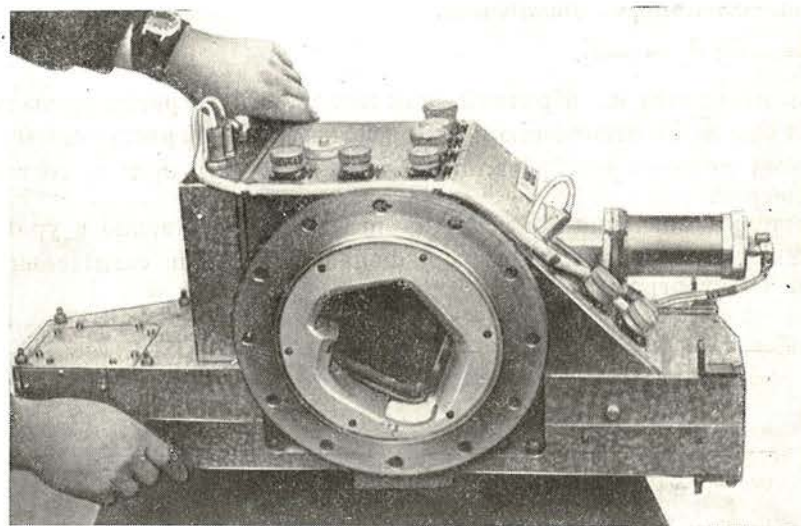


Рис. 2. Общий вид спектрографа

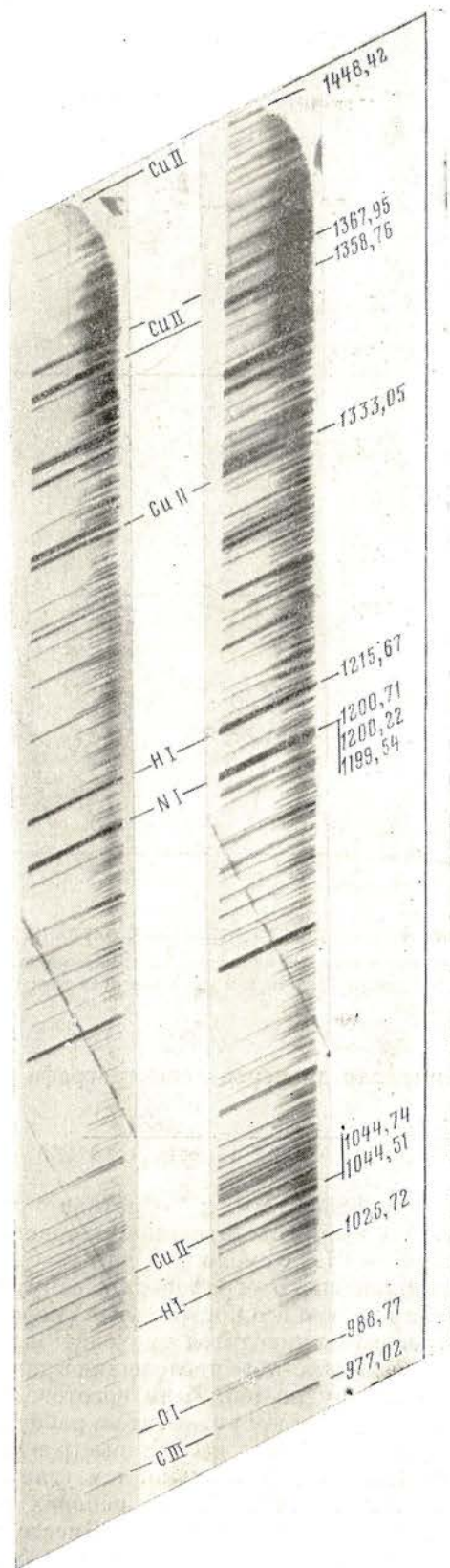


Рис. 3. Лабораторные спектры искрового разряда между медными электродами (экспозиции 10 и 60 с)

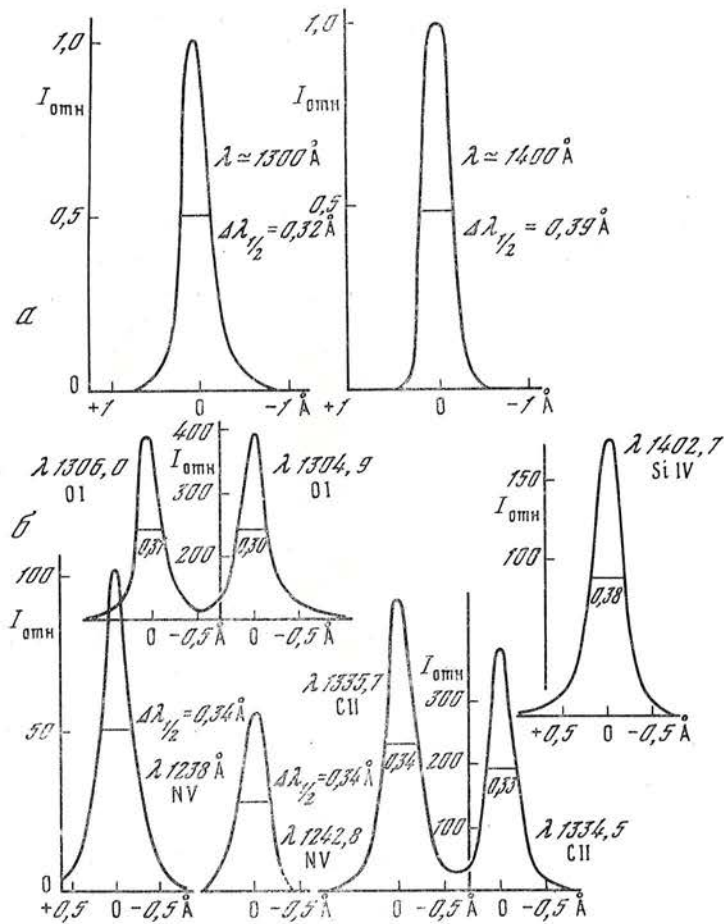


Рис. 4. Контурные спектральных линий

а — инструментальный контур, определенный по лабораторным спектрограммам для близкой к центру области спектра и для края спектра; б — контуры узких линий солнечного спектра

Линейная дисперсия спектрографа

$$\frac{dl}{d\lambda} = d_2' \frac{d\varphi_2'}{d\lambda} \frac{1}{\cos \alpha} = \frac{d_2' k_2 N_2}{\cos \varphi_2' \cos \alpha}; \quad (11)$$

$dl/d\lambda = 0,068654$ мм/Å; обратная дисперсия спектрографа $d\lambda/dl = 14,56$ Å/мм. Виньетирование светового пучка второй решеткой составляет: для $\lambda = 970$ Å около 6%, для $\lambda = 1400$ Å около 30%.

Наладка спектрографов для вакуумного ультрафиолета сильно затруднена тем, что все контрольные операции при юстировке и фокусировке спектрографа приходится проводить в вакууме или в атмосфере газа, не создающего заметного поглощения в данной области спектра. Чтобы избежать этих трудностей, были изготовлены дифракционные решетки с теми же радиусами кривизны, что и рабочие решетки ($r_1 = 1000$, $r_2 = 500$ мм), но с числом штрихов на миллиметр в четыре раза меньшим, чем у рабочих решеток. Следовательно, тем углам падения и дифракции лучей, которые были рассчитаны для рабочих решеток, соответствует излучение с учетверенной длиной волны. Вместо диапазона волн от 950 до 1400 Å отладка велась в области от 3800 до 5600 Å, т. е. в удобном для работы видимом участке спектра.

После установки решеток в нужное положение, поворота их на рассчитанные углы, фокусировки спектрографа и подгонки его фокальной поверхности с точностью $\pm 0,03$ мм к положению наилучшего качества спектра технологические решетки заменялись на рабочие.

Окончательная проверка спектрографа велась в вакуумной камере, из которой откачивался воздух и которая после тщательного обезгаживания заполнялась чистым гелием до давления около 0,5 атм. Заполнение камеры гелием производилось для того, чтобы можно было пользоваться достаточно интенсивным источником ультрафиолетового излучения — высоковольтным искровым разрядом между медными электродами, дающими весьма богатый линиями спектр Cu II в коротковолновой УФ-области.

На рис. 2 показан общий вид спектрографа, а на рис. 3 — спектры искрового разряда, снятые с экспозициями 60 и 10 с при ширине входной щели 0,05 мм. Поперек щели спектрографа была натянута проволочка диаметром 0,05 мм, которая хорошо видна вдоль всего спектра и указывает на незначительное влияние астигматизма на краях спектра.

На рис. 4, а приведен инструментальный контур спектрографа, полученный по лабораторным спектрограммам в области около 1300 Å, его ширина на половине интенсивности линии составляет $\Delta\lambda_{1/2} = 0,32$ Å, т. е. целиком определяется шириной входной щели. Инструментальный контур, определенный по спектрограммам, снятым с входной щелью шириной около 0,02 мм, составляет $\Delta\lambda_{1/2} = 0,26$ Å, при этом влияние астигматизма и точности фокусировки играет уже заметную роль.

На рис. 4, б показаны контуры некоторых узких линий спектра Солнца (ширина входной щели спектрографа около 0,05 мм), которые показывают, что фокусировка спектрографа после вывода его на орбиту осталась хорошей.

Авторы благодарны академику А. Б. Северному за постоянное участие в обсуждении работы при создании спектрографа, Ю. Г. Мониному, А. Ф. Лагутину и А. К. Шевякину за разработку механических узлов, К. П. Лянзуриди — за нанесение отражающих слоев на решетки, В. К. Прокофьеву и А. Н. Бабинину — за участие в отладке спектрографа.

Май 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Брунс А. В. — Наст. том, с. 31.
2. Bonnet R. M. — Space Res., U. K. Repts, 1967, 8, 458.
3. Namioka T. — J. Opt. Soc. Amer., 1959, 49, N 5, 446; N 10, 951.
4. Пейсахсон И. В. Оптика спектральных приборов. Л., 1970.
5. Прокофьев В. К. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 195.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ
В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ВСПЫШЕК,
УСОВ И ЯДЕР ЭМИССИИ**

А. Н. Коваль

Исследован непрерывный спектр усов, вспышек и трех ядер эмиссии. В ядрах непрерывной эмиссии контраст по отношению к невозмущенному Солнцу увеличивается в синюю область спектра, для усов практически не изменяется с длиной волны, а во вспышке слегка увеличивается в красную область спектра. Максимум на кривых распределения энергии в непрерывном спектре ядер эмиссии намечается в области $\lambda 4100-4200 \text{ \AA}$, а для усов и вспышки в области $\lambda 4400-4500 \text{ \AA}$.

Определена глубина залегания непрерывной эмиссии усов $\tau_0 = 0,05$ и вспышки $\tau_0 = 0,5$. Учет поглощения эмиссии в крыльях линий H и K Ca II для $3900 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 4000 \text{ \AA}$ уменьшает резкое падение интенсивности в этом участке спектра. Измерения показывают отсутствие усиления эмиссии за пределом серии Бальмера.

Для физической интерпретации распределения интенсивности непрерывной эмиссии с длиной волны и различий между ядрами эмиссии, усами и вспышками требуются дальнейшие наблюдения.

CONTINUUM SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION OF FLARES, MOUSTACHES AND EMISSION GRAINS, by A. N. Koval.— The continuous emission of flares, moustaches and grains has been investigated. The contrast of the emission grains increases towards the violet, in the case of the moustaches it is practically independent of λ and slightly increases towards the red for the flare. The energy distribution curves have a maximum at $\lambda 4100-4200 \text{ \AA}$ for the emission grains and at $\lambda 4400-4500 \text{ \AA}$ for the moustaches and flare.

The optical depth τ_0 of the source of the continuous emission of the moustaches and flare has been found to be 0.05 and 0.5 respectively. The correction of the observed emission for the absorption by the wings of H and K Ca II lines decreases the sharp intensity fall at $3900 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 4000 \text{ \AA}$. The measurement does not show any appreciable increasing of emission beyond the Balmer limit.

The further observations will be necessary for a physical interpretation of the wavelength dependence of the continuous emission and the differences between grains, moustaches and flares.

В последнее время много внимания уделяется изучению непрерывного оптического излучения вспышек. Недавно установлено [1, 2], что появление эмиссионных ядер вспышки в «белом» свете происходит одновременно с внезапными короткоживущими ультрафиолетовыми поярчаниями, которые совпадают с жестким рентгеновским и импульсным микроволновым излучением. На основании этих фактов многие авторы приходят к заключению о сильной связи «белых» вспышек с нетепловыми процессами, производящими жесткий рентген.

До настоящего времени природа оптического непрерывного спектра вспышек остается необъясненной. Одной из причин этого является очень малое количество спектральных наблюдений непрерывной эмиссии.

Впервые изменение относительной интенсивности непрерывной эмиссии с длиной волны для вспышки 27.VIII 1956 г. измерил А. Б. Северный [3]. Им также впервые исследован непрерывный спектр ядер эмиссии, наблюдаемых в области факельных полей и у краев слабых пятен [4]. Сравнение спектрального распределения интенсивности непрерывной эмиссии для двух вспышек (протонной и протонной) проведено А. Н. Коваль и Н. В. Стешенко [5]. Мачадо и Раст [6] изучили непрерывный и линейчатый спектр движущегося диффузного фронта в белом свете, совпадающего с ведущим краем H_{α} -излучающей ленты, который наблюдался во вспышке 7.VIII 1972 г. Этим, по-видимому, и ограничиваются данные о спектральном распределении непрерывной эмиссии в оптическом диапазоне.

Швестка [7—9] рассмотрел и обобщил случаи наблюдения вспышек в белом свете. Согласно Швестке, при изучении непрерывного спектра вспышек нужно разделять четыре различных явления как с наблюдательной точки зрения, так и по их физической причине. 1. Наблюдаемая во вспышках на лимбе слабая непрерывная эмиссия, показывающая усиление за бальмеровским пределом. 2. Малые гранулы непрерывной эмиссии, видимые в спектре вспышки продолжительное время как узкие эмиссионные ленты. Часто они не совпадают по положению с узлами, дающими линейчатую эмиссию, а временами появляются в факелах без вспышек. 3. Вспышки, видимые в белом свете вблизи лимба. 4. Короткоживущая точно-подобная эмиссия в центральных частях диска, появляющаяся вблизи полутени пятен. Максимум интенсивности в белом свете наблюдается за несколько минут до H_{α} -максимума.

Наибольшие затруднения вызывают объяснения физической природы полосок непрерывной эмиссии, отнесенных Швесткой к классу 2. Остановимся более подробно именно на этом типе непрерывной эмиссии. А. Б. Северный [10] рассмотрел возможность возникновения непрерывной эмиссии за счет тормозного излучения быстрых электронов. Исходя из того, что эмиссионные полоски не совпадают по положению с эмиссией в линиях [11] и наблюдаются во флоккулах без вспышек [4], Швестка делает заключение, что они не относятся к самой вспышке, а являются особенностью флоккулов с повышенной вспышечной активностью. С другой стороны, эмиссионный спектр усов очень часто совпадает с непрерывной эмиссией [4, 12, 13], поэтому Швестка предполагает [14], что гранулы, производящие полоски эмиссии, могут быть подобны усам (или быть ярчайшими усам).

Используя спектрограммы, полученные при помощи спектрографа с эшелле на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории, мы решили изучить распределение энергии в непрерывном спектре вспышек, усов и ярких короткоживущих ядер эмиссии с целью выяснения общих и отличительных особенностей этих явлений.

Просмотр нескольких десятков спектрограмм показал, что ядра непрерывной эмиссии наблюдаются вблизи малых пятен и пор, вблизи полутени больших пятен и в области факельных полей. О том, что непрерывная эмиссия возникает в области факельного поля, мы судим по характерной флоккулярной эмиссии в линиях H и $K Ca II$.

Из просмотра около 80 спектрограмм усов следует, что непрерывную эмиссию, связанную с усам, можно разделить на два вида: 1) эмиссия усов прямо переходит в полоску непрерывной эмиссии, которая столь же резкая, как и усы в далеких крыльях водородных линий, и 2) непрерывная эмиссия более широкая (перпендикулярно дисперсии), чем эмиссия усов в крыльях линий, а усы расположены у ее края. Наблюдаются также усы без непрерывной эмиссии. Линии H и $K Ca II$ в области усов возмущены и указывают на сильные движения, как уже отмечалось неоднократно [4], но усы и непрерывная эмиссия часто не совпадают с местом яркого обращения линий H и K . Эти факты противоречат предположению Бруцека

Дата, 1959 г.	Время наблюдений, ч. мин	Расстояние от центра диска	Положение относительно пятен	Размер, сек. дуги	Контраст у λ 5000 Å, %	Температура T_e , К	Примечания
Ядра непрерывной эмиссии							
29.VII	а) 7.53	0,87	У маленького пятна	1,4	31(47)	8700	Контраст увеличивается в синюю область спектра
29.VII	б) 7.53	0,87	То же	1,6	25(39)	8700	То же
29.VII	7.54	0,87	Пятна не видно	1,2	14(22)	7400	» »
Непрерывная эмиссия, связанная с усами							
29.VII	8.07	0,78	У маленького пятна	1	11(16)	6800	Непрерывная эмиссия является продолжением усов. Контраст очень слабо зависит от длины волны
Непрерывная эмиссия выпяшек							
18.VIII	14.25	0,47	В полутени пятна	3,6	19(21)		Контраст увеличивается в красную область спектра
18.VIII	14.25,5	0,47	То же	3,8	12(13)	6800	Контраст слабо увеличивается в красную область спектра

[13], что усы являются продолжением факельных гранул в более высокие слои солнечной фотосферы, и подтверждают вывод А. Б. Северного [4], что ядра непрерывной эмиссии и усы не имеют непосредственной связи с факелами.

Для обработки были выбраны спектрограммы с хорошим качеством изображений, на которых полосы непрерывной эмиссии имели резкие края, и яркость их была достаточна для уверенной фотометрии.

К сожалению, при наблюдениях в утренние и вечерние часы, когда качество изображений наилучшее, эффект атмосферной дисперсии приводит к тому, что на спектрограммах, снятых при помощи спектрографа с эшелле, в разных длинах волн получаются несколько отличные участки излучающей области. Так, расчеты, проведенные для конкретного случая взаимного расположения направления атмосферной дисперсии и щели спектрографа БСТ, имевшего место в 7 ч утра 25.VI 1959 г., показывают, что атмосферная дисперсия смещает изображение Солнца в направлении, перпендикулярном щели, на $2'',5$ на участке длин волн от λ 6600 до λ 4000 Å. Только при зенитных расстояниях Солнца не более 40° (что в июне — июле соответствует времени $\sim 10^h - 15^h30^m$, а в августе $\sim 10^h30^m - 15^h$) при положении целостата вблизи меридиана атмосферная дисперсия смещает изображение в направлении, перпендикулярном щели, на величину не более $0'',5$ в том же диапазоне длин волн. Так как обычно используемая ширина щели спектрографа соответствует $1''$, то это смещение можно считать несущественным. Поэтому для обработки были выбраны спектрограммы, полученные с установленной перед щелью спектрографа призмой, поворотом которой направление атмосферной дисперсии ориентируется вдоль щели, а также спектрограммы, полученные в интервале времени с 10 до 15^h. Примеры спектрограмм представлены на рис. 1. Данные об исследованных нами полосках непрерывной эмиссии приведены в таблице. В графах таблицы помещены: дата и время наблюдений (московское), расстояние от центра диска ρ , положение излучающей области относительно пятен, размер ядра. Конечно, наблюдаемый размер ядер сильно зависит от качества изображений.

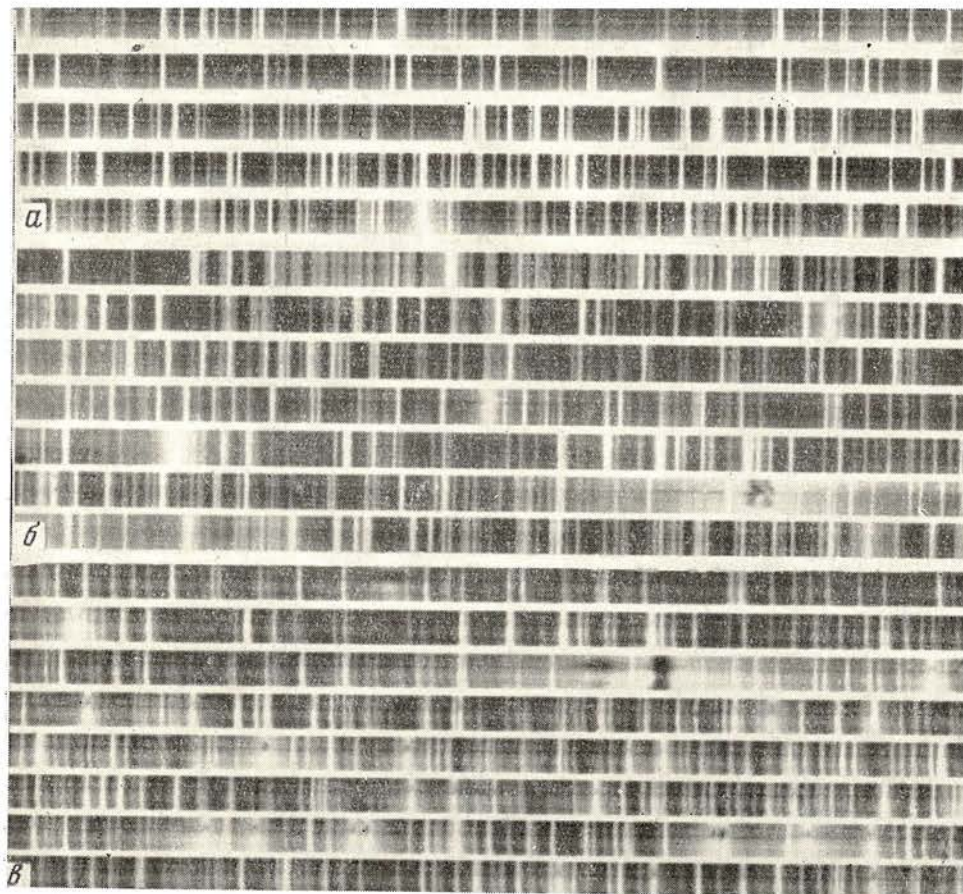


Рис. 1. Примеры исследованных спектрограмм
 а — ядер непрерывной эмиссии 29.VII 1959 г., 7^h53^m, б — усов 29.VII 1959 г., в — вспышки 18.VIII 1959 г., 14^h25^m,5

Результаты измерений и их обсуждение.

Для получения данных о распределении энергии в спектре полосок непрерывной эмиссии была проведена фотометрическая обработка спектрограмм. Измерения выполнены на микрофотометре МФ-2. Для каждой полоски спектра эшелльной спектрограммы, покрывающей диапазон длин волн от $\sim 150 \text{ \AA}$ в красной области спектра до 50 \AA в фиолетовой, делалось 4–6 фотометрических разрезов в направлении, перпендикулярном дисперсии, в местах, свободных от линий поглощения. Для каждого разреза определялось отношение максимальной интенсивности в полоске непрерывной эмиссии к интенсивности непрерывного спектра невозмущенного места на Солнце и бралось среднее значение для данного участка спектра $I_{н.э}/I_{\odot}(\rho)$. Как показано в [4], эта непрерывная эмиссия возникает в оптически тонком слое, т. е. фактическая эмиссия определяется величиной $\Delta I = I_{н.э} - I_{\odot}(\rho)$, а контраст ее — величиной $\Delta I/I_{\odot}(\rho)$.

Если эмиссия наблюдалась на пятне, то также измерялась интенсивность в пятне с одной или двух сторон от полоски непрерывной эмиссии, которая выражалась в единицах интенсивности непрерывного спектра невозмущенного участка Солнца $I_{п}/I_{\odot}(\rho)$. Бралось среднее значение $I_{п}/I_{\odot}(\rho)$ с двух сторон от полоски эмиссии и определялся контраст непрерывной эмиссии

$$\frac{\Delta I}{I_{\odot}(\rho)} = \frac{I_{н.э} - I_{п}}{I_{\odot}(\rho)}$$

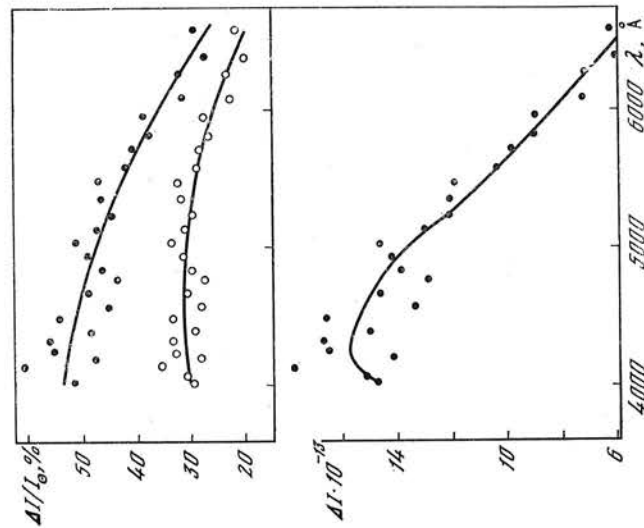


Рис. 2. Изменения наблюдаемого (точки) и приведенного к центру диска (круги) контраста $\Delta I/I_0$ с длиной волны и кривая распределения энергии ΔI для ядра непрерывной эмиссии «а» 29.VII 1959 г., 7^h53^m. (см. таблицу)

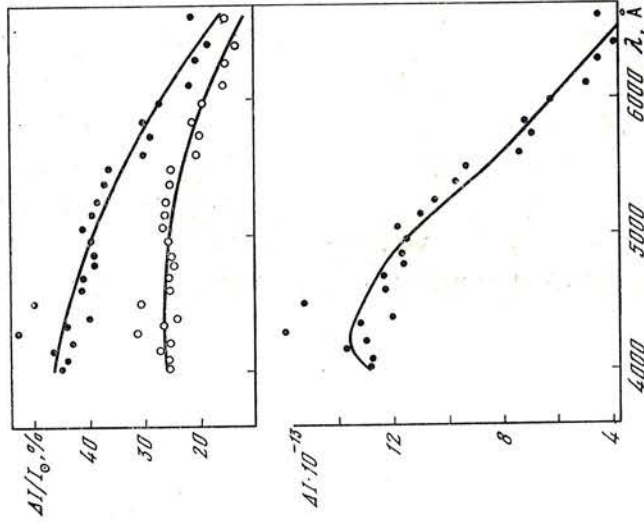


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для ядра «б» 29.VII 1959 г., 7^h53^m

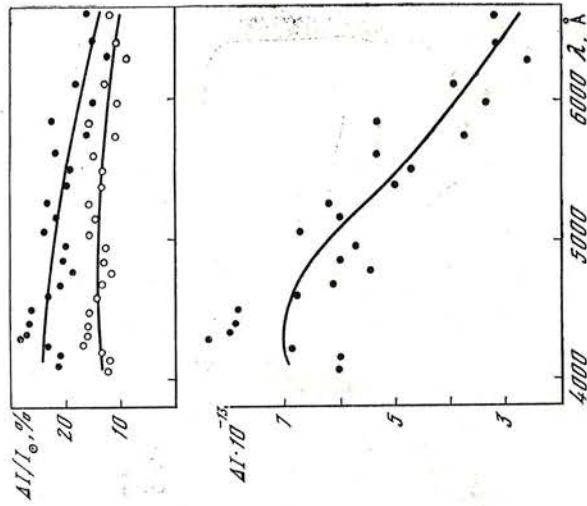


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для ядра «б» 29.VII 1959 г., 7^h54^m

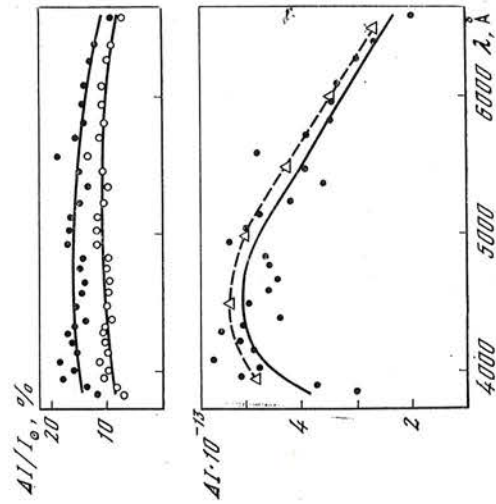


Рис. 5. То же, что на рис. 2, для усов 29.VII 1959 г., 8^h07^m. Треугольниками и штриховой линией нанесено исправленное за поглощение распределение интенсивности

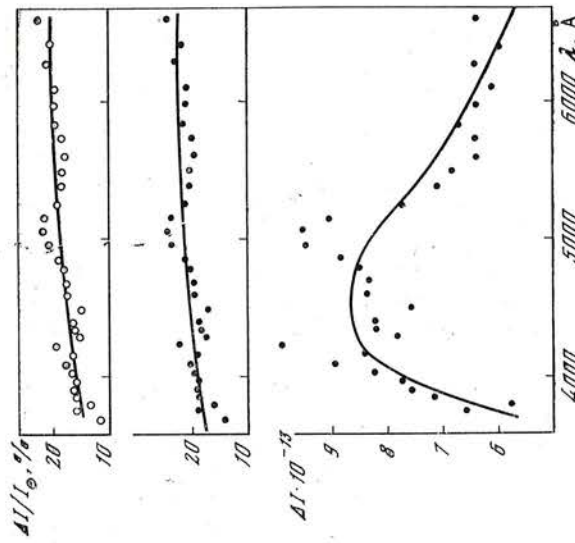


Рис. 6. То же, что на рис. 2, для вспышки 18.VIII 1959 г., 14^h25^m.

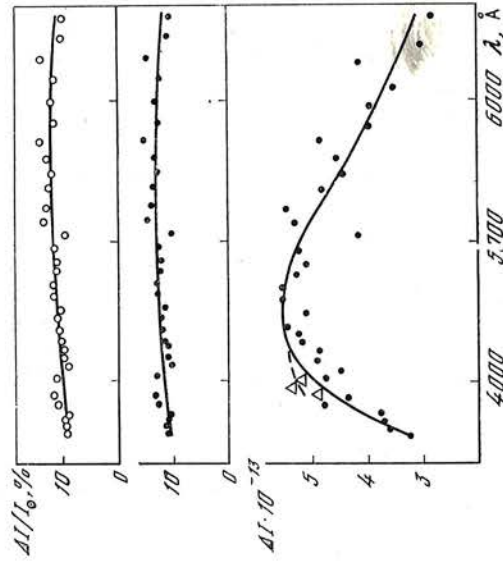


Рис. 7. То же, что на рис. 2, для вспышки 18.VIII 1959 г., 14^h25^m. Треугольниками нанесены значения интенсивностей, исправленные за поглощение в краях линий Н и К Са II

Затем учитывалось потемнение к краю, т. е. $\Delta I/I_{\odot}(\rho)$ выражались в единицах интенсивности непрерывного спектра центра диска Солнца. Используя данные о распределении энергии в непрерывном спектре центра диска Солнца [15], мы получали распределение энергии в полоске непрерывной эмиссии ΔI , выраженное в абсолютных единицах $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{см}$.

Методом наименьших квадратов ход измеренных значений контраста с длиной волны был аппроксимирован параболой (сплошная линия на рис. 2—7).

На рис. 2—7 приведены изменения контраста с длиной волны и кривые распределения энергии для изученных полосок непрерывной эмиссии. В таблице даны значения контраста, приведенного к центру диска и наблюдаемого (в скобках) в области $\lambda 5000 \text{ \AA}$. В примечаниях описан ход контраста с длиной волны. Хотя наблюдаемый контраст полосок непрерывной эмиссии заключен в пределах от 13 до 47%, истинный контраст их может быть значительно больше. Как недавно показано А. Н. Бабиным [16], при наблюдаемой яркости усов $0,27 I_{\odot}$ их истинная яркость была в 1,5 раза выше интенсивности непрерывного спектра в центре солнечного диска.

Как видно из рис. 2—7, в ядрах непрерывной эмиссии контраст увеличивается в синюю область спектра, для непрерывной эмиссии усов контраст практически не изменяется с длиной волны, а контраст непрерывной эмиссии вспышек слабо увеличивается в красную область спектра.

Нужно отметить, что исследованные нами полоски непрерывной эмиссии, наблюдаемые во вспышке балла 3 18.VIII 1959 г., относятся к послемаксимальной фазе ее развития. Спектрограммы получены через 1 ч 10 мин после начала вспышки, продолжительность вспышки 3 ч 45 мин.

Максимум на кривых распределения энергии в непрерывном спектре ядер эмиссии намечается в области $\lambda 4100\text{—}4200 \text{ \AA}$, как и в [4], а для усов и вспышки — в области $\lambda 4400\text{—}4500 \text{ \AA}$. Распределение энергии неплохо представляется планковскими функциями при температурах T_e от 6800 до 8700 К. Соответствующие значения T_e приведены в предпоследней графе таблицы. Сдвиг максимума кривых в длинноволновую область спектра и резкое падение интенсивности в области $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ могут быть связаны с поглощением эмиссии в крыльях сильных фраунгоферовых линий и особенно крыльях H и K Ca II.

Как было показано А. Б. Северным и В. Л. Хохловой [17, 18], непрерывная эмиссия может возникать на различных глубинах в солнечной атмосфере от $\tau_0 = 0,0$ до $\tau_0 = 0,6 \div 1,0$. Методом, примененным В. Л. Хохловой [18], мы определили глубину залегания непрерывной эмиссии усов 29.VII 1959 г. $\tau_0 = 0,05$ и вспышки 18.VIII 1959 г. ($14^h 25^m 5$) $\tau_0 = 0,5$. Наблюдаемое распределение энергии для усов 29.VII 1959 г. было исправлено за эффект глубины залегания согласно выражению

$$I_H = I_{H_0} e^{-\tau_{\lambda}},$$

где I_H — наблюдаемая интенсивность, а I_{H_0} — истинная. В области $\lambda \leq 4000 \text{ \AA}$ учитывалось также влияние поглощения в крыльях линий H и K Ca II. Оптическая толща τ_{λ} в этой области длин волн определялась из соотношения

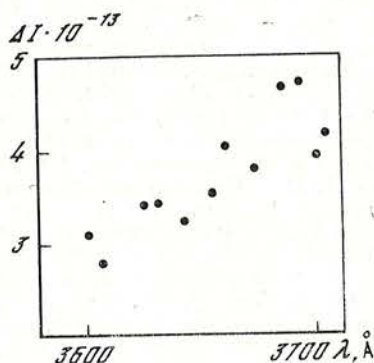
$$\frac{\tau_{\lambda}}{\tau_{5000}} = \frac{k_{\lambda}(H^-) P_e + k_{\lambda}^H(Ca) + k_{\lambda}^K(Ca)}{k_{5000}(H^-) P_e}.$$

Коэффициент поглощения в крыльях линий ионизованного кальция $k_{\lambda}^K(Ca)$ и $k_{\lambda}^H(Ca)$ рассчитывался по формуле, приведенной в [19]. Коэффициент поглощения для отрицательных ионов водорода $k_{\lambda}(H^-)$ и $k_{5000}(H^-)$ взят из таблиц [20]. Использовалась модель фотосферы из [21].

На рис. 5 исправленные за поглощение значения интенсивностей нанесены треугольниками и штриховой линией.

Для вспышки также было рассчитано поглощение в крыльях линий H и K Ca II для $\lambda \leq 4000 \text{ \AA}$ и исправлены наблюдаемые значения интенсивностей. На кривой распределения энергии на рис. 7 исправленные значения нанесены треугольниками. Как видно из рис. 5 и 7, учет поглощения в крыльях линий может уменьшить резкое падение интенсивности в области $\lambda \leq 4000 \text{ \AA}$.

Рис. 8. Распределение энергии в области бальмеровского предела для вспышки 18.VIII 1959 г., $14^{\text{h}}25^{\text{m}}5$



Наблюдаемый факт роста контраста в красную область спектра мог бы говорить в пользу рекомбинационного механизма образования непрерывного спектра, подробно рассмотренного для вспышек Э. Р. Мустелем [22] и А. Б. Северным [3]. Маchado и Раст [6] считают, что непрерывный спектр движущегося фронта в белом свете во вспышке 7.VIII 1972 г., который они отождествляют с желто-белой эмиссией белых вспышек, вызван рекомбинационным свечением водорода при температуре $T_e \sim 8700 \text{ K}$. Как показано в [22] и [3], при рекомбинационном механизме образования непрерывного спектра должен наблюдаться заметный скачок интенсивности у предела серии Бальмера. На рис. 8 приведены более подробные измерения интенсивности непрерывной эмиссии в области предела серии Бальмера, которые показывают отсутствие усиления эмиссии за пределом серии.

Швестка [23] показал, что если непрерывная эмиссия создается отрицательными ионами водорода, то при наблюдениях в центре диска контраст будет расти с увеличением длины волны, а при наблюдениях вблизи края диска — с уменьшением длины волны. Поэтому для выяснения роли отрицательных ионов водорода в образовании непрерывной эмиссии следует провести измерения на различных расстояниях от центра диска Солнца.

Наблюдаемые нами различия в распределении энергии в непрерывном спектре ядер эмиссии, усов и вспышек могут появляться в связи с изменением характера излучения непрерывного спектра со временем. Поэтому необходимо провести спектральные наблюдения полосок непрерывной эмиссии в развитии, а также поляризационные наблюдения для выяснения роли тормозного излучения электронов в образовании непрерывного спектра ядер эмиссии, усов и вспышек.

Автор благодарен академику А. Б. Северному за обсуждение результатов и ряд важных замечаний, а также А. Н. Бабину за расчет величины атмосферной дисперсии.

Апрель 1977 г.

Литература

1. *Rust D. M., Hegwer F.*— *Solar Phys.*, 1975, **40**, 141.
2. *McIntosh P. S., Donnelly R. F.*— *Solar Phys.*, 1972, **23**, 444.
3. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **19**, 72.
4. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, **17**, 129.
5. *Коваль А. Н., Стещенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, 200.
6. *Machado M. E., Rust D. M.*— *Solar Phys.*, 1974, **38**, 499.
7. *Svestka Z.*— *Space Sci. Revs.*, 1966, **5**, 388.
8. *Svestka Z.*— *Solar Phys.*, 1970, **13**, 471.
9. *Svestka Z.*— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1972, **10**, 1.
10. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, 67.
11. *Стещенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, **43**, 130.
12. *Engvold O., Maltby P.*— *Nobel symp. N 9*, 1968, p. 109.
13. *Bruzek A.*— *Solar Phys.*, 1972, **26**, 94.
14. *Svestka Z.* *Solar Flares. Geophys. and Astrophys. Monogr. N 8*, 1976. Dordrecht-Holland/Boston-U. S. A. D. Reidel Publish Co.
15. *Макарова Е. А.*— *Астрон. ж.*, 1964, **41**, 288.
16. *Бабин А. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, **58**, 8.
17. *Северный А. Б., Хохлова В. Л.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, 190.
18. *Хохлова В. Л.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **19**, 115.
19. *Shine R. A., Linsky J. L.*— *Solar Phys.*, 1974, **37**, 145.
20. *Аллер Л.* *Астрофизика*, т. 1. М., ИЛ, 1955.
21. *Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W.*— *Solar Phys.*, 1971, **18**, 347.
22. *Мустель Э. Р.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, **15**, 54.
23. *Svestka Z.*— *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 1966, **17**, 137.

ВОЛОКНА, НЕ СВЯЗАННЫЕ С ПЯТНАМИ,
И СТРУКТУРА ХРОМОСФЕРЫ ВОКРУГ НИХ

Л. Г. Карташова

По фильтрограммам в линии H_{α} исследовалась структура хромосферы в области различных волокон (волокон во флоккулах, в окрестностях активных областей, высокоширотных спокойных диффузных волокон) и ее изменение со временем. Изучалась стратификация волокон по высоте. Получены следующие результаты.

1. Ячейки хромосферной сетки в области исследуемых волокон имеют в среднем существенно вытянутую форму.

2. Степень и направление вытянутости ячеек меняются с расстоянием от оси волокна характерным образом для каждого типа волокон.

3. Наблюдается тенденция: вблизи сплошных участков волокон ячейки вытянуты вдоль оси, а в области разрывов — поперек.

4. Появление областей поперечно вытянутых ячеек и поперечных волокон вблизи волокна предшествует его разрыву в том или ином участке. По мере разрыва волокна поперечные ячейки и волоконца наблюдаются все ближе к его оси.

5. В области волокон во флоккулах существует приблизительное соответствие между направлением вытянутости ячеек хромосферной сетки и направлением волоконца.

FILAMENTS NOT CONNECTED WITH SPOTS AND CHROMOSPHERIC STRUCTURE AROUND THEM, by *L. G. Kartashova* — The height stratification of the filaments (filaments in flocculi, filaments near active regions and high latitude quiescent diffusion filaments) was studied. Chromospheric structure around filaments and its changing with the time was also studied. Observations were made in the center and in the wings of H_{α} -line. The following conclusions were made.

1) Network cells around filaments stretch out essentially.

2) A degree of the cells stretching and its predominant direction depend on the distance from filaments. This dependence is different for different types of filaments.

3) For all types of the filaments the cells have a tendency to stretch along the axis of filaments in a neighbourhood of continuous regions and across the axis in the regions of gaps.

4) The cells and fibrils stretched across the filament are formed near it just before disruption of filament. During filament disruption process such cells and fibrils are formed on the filament's axis of gap.

5) Directions of fibrils and cells stretching around the filaments in flocculi coincidence approximately.

Структура волокон и хромосферы в области волокон исследовалась неоднократно, например [1—3]. В [2, 3] изучались волокна активных областей, иногда связанные с пятнами. Основное внимание авторы этих исследований уделяли изучению структуры волоконца в прилегающих к волокнам районах. По этим наблюдениям делались выводы о направлении магнитного поля в области волокон.



a



b

Рис. 1. Фотографии диффузного волокна, полученные в центре (a) и в крыле ($-0,5\lambda$) линии $H\alpha$ (b); 12.VIII 1974 г., 07^h08^mUT

В [4] изучался характер расположения оснований арочных протуберанцев относительно границ хромосферной сетки, наблюдаемой в линии К Са II.

Нами исследуются структурные особенности волокон и хромосферы в области волокон на различных высотах по наблюдениям в центре и крыльях линии H_{α} (вплоть до $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$). По наблюдениям в центре H_{α} изучалось расположение системы волокон вблизи волокон, а в крыльях H_{α} — структура хромосферной сетки. Отдельно рассматриваются волокна активных областей, не связанные с пятнами, и спокойные диффузные волокна, расположенные вне зон активности.

I. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения волокон проводились на коронографе Крымской астрофизической обсерватории с H_{α} интерференционно-поляризационным фильтром (ИПФ) Halle с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$ и с наибольшим возможным удалением в крыло на $\pm 1 \text{ \AA}$ от центра линии. Волокна поочередно фотографировались в центре H_{α} и на различных расстояниях от центра. Диаметр изображения Солнца на пленке составлял 50 мм . Разрешение на фильтрограммах было примерно $2''$.

Наблюдалось волокна, различные по своей структуре, мощности и положению относительно активных областей. В основном снимались высокоширотные спокойные диффузные волокна, удаленные от активных областей. Для краткости будем называть их просто диффузными волокнами. Реже велись наблюдения волокон, расположенных в активных областях (в мощных флоккулах без пятен) и окрестностях активных областей (на расстоянии $20\text{--}25^{\circ}$ от пятен или центров флоккульных полей). Волокна наблюдались с интервалом от одного-двух до нескольких часов в течение одного или нескольких дней. Для отдельных волокон есть лишь однократные снимки.

Нами использовались материалы наблюдений двадцати волокон. Из них для более подробной обработки (описанной в разд. III) было отобрано шесть диффузных волокон, три волокна, расположенных во флоккулах, и два в окрестностях активных областей. Выбирались наиболее протяженные и наиболее удаленные от солнечного края волокна. Те из исследуемых диффузных волокон, которые удалось наблюдать на краю диска, как правило, не обладали четкой арочной структурой и имели вид «облаков», «частокола» или «струй дыма». По классификации А. Б. Северного их можно отнести к третьему классу протуберанцев — «хаотическим» [5]. Как сплошные, довольно плоские образования на краю были видны волокна во флоккулах.

II. РАСПОЛОЖЕНИЕ НИЖНИХ ГРАНИЦ ВОЛОКОН ПО ВЫСОТЕ И ОТНОСИТЕЛЬНО ГРАНИЦ ХРОМОСФЕРНОЙ СЕТКИ В ЛИНИИ H_{α}

Исследования показали, что при переходе от центра линии H_{α} в крылья диффузные волокна становятся практически невидимыми уже на расстоянии $\pm (0,3 \div 0,5) \text{ \AA}$ от центра H_{α} (рис. 1). Волокна же активных областей в отдельных местах отчетливо просматриваются в далеких крыльях линии (вплоть до расстояний $\pm 1 \text{ \AA}$ от центра) как темные полосы (рис. 2). Чем темнее участок того или иного волокна, тем дальше в крыле H_{α} он прослеживается. Следует отметить, что на спектрогелиограммах, полученных на спектрогелиографе КАО в линии К₂ Са II, диффузные волокна практически не были видны, волокна же активных областей просматривались, как правило, хорошо.

При тщательном просмотре фильтограмм, снятых в центре и крыльях H_{α} , выяснилось, что подавляющее большинство деталей в структуре диффузных волокон приходится на границы хромосферной сетки, видимой под волокном в крыльях линии. Кроме этого, создается впечатление, что в тех местах волокон, где имеются мелкоструктурные узелковые детали, они являются как бы продолжением темных узелков на границах хромосферной сетки в более высокие слои хромосферы. Наиболее четко такой переход замечен в случае слабых диффузных волокон. По-видимому, нижняя граница таких волокон располагается над сеткой особенно высоко.

В случае волокон активных областей мы не наблюдали четкой связи положения волокна с положением границ хромосферной сетки. Волокна этого типа пересекают обычно как границы, так и середины ячеек. Не исключено, что своими основаниями волокна «опираются» на границы ячеек, но установить это по наблюдениям на диске затруднительно. Кроме того, во многих случаях выяснить положение таких волокон относительно границ сетки бывает трудно, так как в отдельных местах волокно просматривается в крыле линии значительно дальше (до $\pm 1 \text{ \AA}$), чем хромосферная сетка ($0,5-0,6 \text{ \AA}$). К тому же нередко в прилегающих к волокну участках хромосферной сетки как таковой не наблюдается. В таких местах вокруг волокна в крыльях H_{α} образуется нечто вроде «коридора», в котором не наблюдается не только хромосферная сетка, но даже хромосферные узелки.

Все сказанное свидетельствует, по-видимому, о том, что нижняя граница диффузных волокон расположена в среднем выше, чем граница волокон активных областей. Кроме того, диффузные волокна расположены над границами ячеек хромосферной сетки и распространяются в области верхней хромосферы, а волокна активных областей пронизывают значительно более глубокие слои хромосферы, располагаясь независимо от положения границ ячеек сетки.

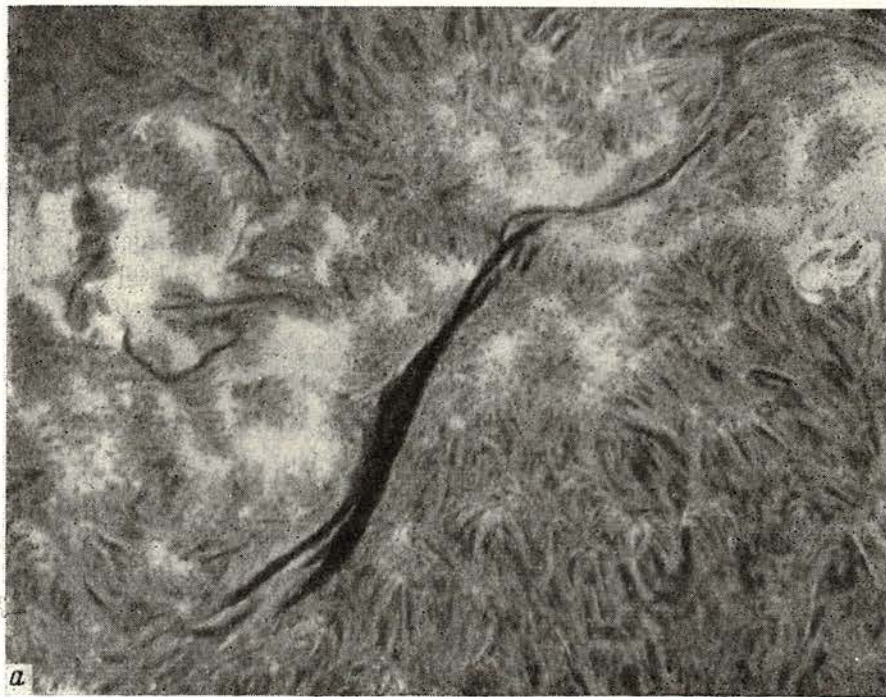


Рис. 2. Фотографии волокна во флоккуле, полученные в центре (а) и в крыле ($-0,5 \text{ \AA}$, б; $-0,8 \text{ \AA}$, в) линии H_{α} ; 3.VI 1974 г.; $07^{\text{h}}17^{\text{m}}$ UT



III. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ХРОМОСФЕРЫ В ПРИЛЕГАЮЩИХ К ВОЛОКНАМ ОБЛАСТЯХ

1. О структуре верхней хромосферы вблизи волокон (особенности расположения волоконца)

Волоконца хорошо видны при наблюдениях в центре линии H_{α} , т. е. расположены они в верхней хромосфере. Волоконца являются важным элементом в структуре хромосферы. Многие авторы считают (например, [1—3, 6]), что направление волоконца отражает направление силовых линий магнитного поля. Мы попытались определить преобладающее направление волоконца в области исследуемых волокон, выявив при этом различия в структуре волоконца вблизи волокон различных типов.

В активных областях наблюдается богатая волоконная структура и волоконца расположены в основном упорядоченно. В связи с этим можно легко установить общее направление волоконца вблизи того или иного участка волокна. Так, на рис. 2 мы наблюдаем типичную картину расположения волоконца в области волокон во флоккуле. Волоконца здесь расположены симметрично относительно оси волокна. Непосредственно вблизи волокна волоконца направлены вдоль него. С удалением от его оси на окраинах флоккулярного поля волоконца направлены от волокна приблизительно перпендикулярно ему. Вблизи концов волокна волоконца могут располагаться как вдоль, так и поперек оси (аналогичный результат получен в [2, 3]). Как правило, в области эруптивных концов волокна волоконца направлены вдоль его оси.

В области волокон, расположенных вблизи активных областей, волоконца видны менее четко, расположены значительно более редко и менее упорядоченно, чем в предыдущем случае. Возле каждого отдельного фрагмента волокна направление волоконца может несколько отличаться от соседних. Тем не менее во многих случаях можно найти некоторое общее направление волоконца, чаще близкое к поперечному, чем к продольному (аналогично [1]).

В области диффузных волокон волоконная структура не всегда просматривалась на наших фильмограммах. В тех же случаях, когда волоконца наблюдались, они были направлены преимущественно поперек оси волокна. Наиболее четко волоконца видны в области волокна, наблюдавшегося нами 2.VI 1975 г. (см. рис. 6). Волоконца в этом случае есть и вблизи концов волокна, где они направлены вдоль оси волокна.

Следует также отметить, что детали волокон зачастую имеют вид тонковолокнистых структур, вытянутых в том же направлении, что и близлежащие волоконца. В тех случаях, когда продольные детали волокна соседствовали с поперечными волоконцами, со временем устанавливалось соответствие в направлениях волоконца и деталей волокна (см., например, п. 4).

Итак, мы получили, что распределение волоконца вокруг волокон во флоккулах отличается от такового в области волокон, расположенных в окрестностях активных областей, и особенно диффузных волокон. Волокна во флоккулах окружены двумя системами волоконца: вблизи волокна волоконца направлены приблизительно вдоль его оси, а с удалением от волокна — поперек (как и в [2, 3]). Диффузные волокна и частично волокна в окрестности активных областей лежат в области единой системы волоконца с направлением приблизительно поперек оси волокна. Не исключено, что различие в расположении волоконца в области волокон во флоккулах и диффузных волокон есть следствие различной структуры магнитного поля в верхних слоях хромосферы вблизи волокон этих типов. По-видимому, это же магнитное поле определяет и направление мелкоструктурных образований самого волокна.

2. Структура средней хромосферы в области волокон

При тщательном просмотре фильтрограмм было замечено, что ячейки хромосферной сетки в области волокон имеют вытянутую форму. Данную особенность хромосферной сетки мы исследовали двумя способами: а) по картам направлений наибольшей оси («вытянутости») ячеек в области волокна; б) путем измерения размеров каждой ячейки в направлении, параллельном и перпендикулярном оси волокна (D_{\parallel} и D_{\perp}).

а) Исследование хромосферной сетки по картам вытянутости ячеек. Примеры таких карт приведены на рис. 5, 6.

Черточками на них отмечено положение наибольшей оси каждой ячейки. Приблизительно круглые ячейки не отмечались. Нужно сказать, что карты построены без учета эффекта проекции и носят поэтому качественный характер. Для большей наглядности участки, в которых ячейки вытянуты в направлении приблизительно поперек оси волокна, обведены штриховыми линиями и заштрихованы. В дальнейшем ячейки с направлением вытянутости приблизительно вдоль волокна будем называть продольными ячейками, а ячейки с направлением вытянутости поперек волокна — поперечными ячейками.

Как видно на любом из рис. 5, 6, в области волокон можно выделить области ячеек с поперечной и продольной их вытянутостью относительно волокна. Картины расположения областей с продольными и поперечными ячейками бывают довольно разнообразными вблизи различных волокон и в различные моменты наблюдений. Однако оказалось возможным выделить некоторые тенденции в характере расположения таких областей вокруг волокон различных типов. Рассмотрим эти тенденции.

В области волокон, наблюдаемых во флоккулах, картина расположения продольных и поперечных ячеек (как и структура волоконцев) наиболее упорядоченная (см., например, рис. 5, б). Области с различным направлением вытянутости ячеек здесь в основном довольно четко отделены друг от друга. Продольные ячейки обычно располагаются вблизи волокна, а поперечные удалены на большие расстояния и окаймляют область продольных ячеек. Вокруг диффузных волокон не замечено тенденции такого разделения областей продольных и поперечных ячеек (см. рис. 6, а). В окрестности слабых диффузных волокон наблюдаются преимущественно продольные ячейки, а вокруг более мощных волокон возрастает доля областей с поперечными ячейками. Исследуемые диффузные волокна располагались, как правило, примерно вдоль экватора, поэтому вытянутость ячеек вокруг них вдоль оси волокна на первый взгляд можно целиком отнести за счет вращения Солнца. Тем не менее мы считаем, что это не так. Доказательством может служить характерное искривление «поля» продольных ячеек с искривлением волокна (см., например, рис. 6, а); небольшой загиб волокна также окружен некоторым числом продольных ячеек. Кроме этого, следует сказать, что вытянутость ячеек вдоль волокна, по крайней мере, в прилегающих к нему участках характерна для любых волокон независимо от их положения относительно экватора.

Распределение областей продольных и поперечных ячеек вокруг волокон в окрестности активных областей носит промежуточный характер между наблюдаемым в случае диффузных волокон и волокон во флоккулах.

Для всех исследуемых волокон замечена тенденция концентрации участков поперечных ячеек в местах, где в структуре волокна наблюдается разрыв. Области поперечных ячеек нередко располагаются также вблизи концов волокна (см. рис. 5, б).

б) Изменение размеров ячеек (D_{\parallel} , D_{\perp}) с расстоянием от волокна. Для исследования размеров ячеек хромосферной сетки на различных расстояниях от волокна ячейки хромосферной сетки в области волокон прежде

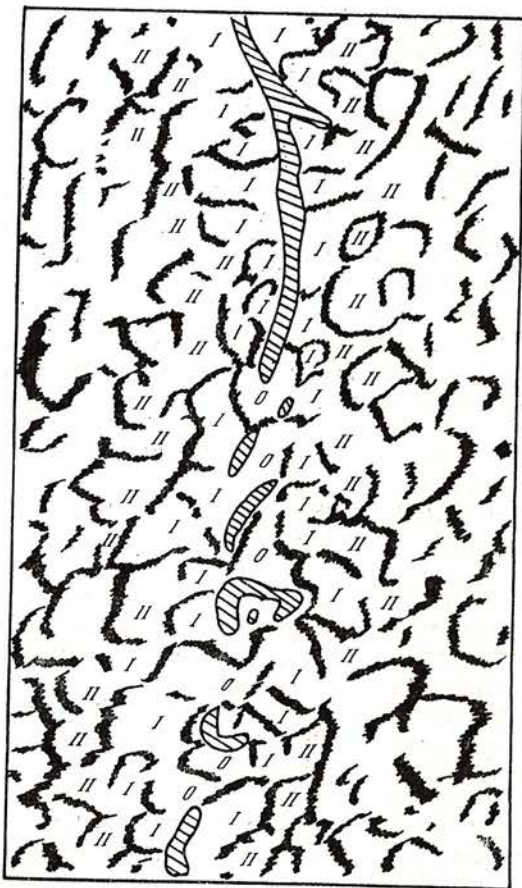


Рис. 3. Пример распределения ячеек хромосферной сетки в области волокна по рядам Римскими цифрами указан номер ряда, к которому отнесена данная ячейка

Кривые на рис. 4, а, соответствуют волокнам во флоккулах (1-я и 2-я кривые снизу) и волокну, расположенному в окрестности активной области (3-я кривая снизу). Графики на рис. 4, б соответствуют диффузным волокнам. На рис. 4, а не приведено никаких данных для нулевого ряда, так как непосредственно вблизи волокон, расположенных в активных областях, не всегда наблюдается четкая структура сетки (см. разд. II).

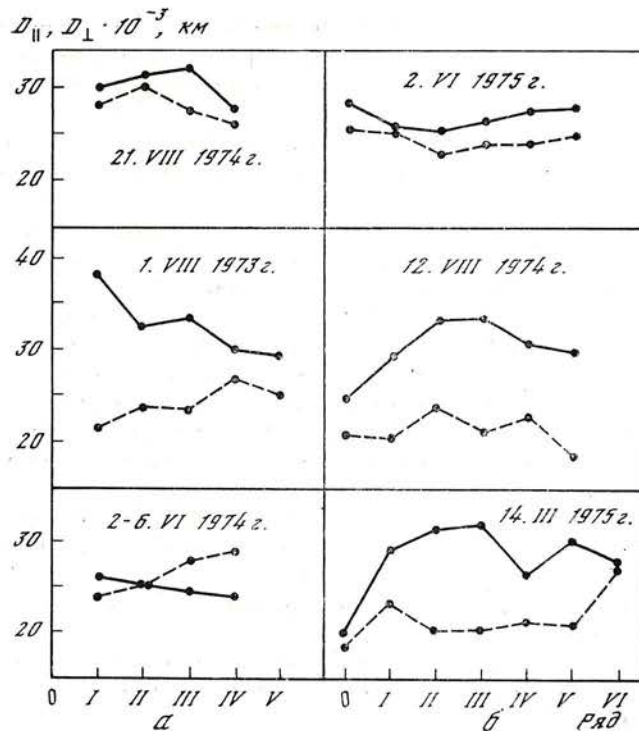
Как видно из кривых на рис. 4, а, в области волокон во флоккуле средняя величина продольного размера \bar{D}_{\parallel} ячеек убывает с удалением от оси волокна, средний же поперечный размер \bar{D}_{\perp} , наоборот, растет. В случае волокна в окрестностях активной области на участке первого — третьего рядов мы наблюдаем несколько похожую картину. Как мы видим, характер изменения \bar{D}_{\parallel} и \bar{D}_{\perp} в области волокон во флоккулах на рис. 4, а вполне отвечает сделанному ранее выводу о том, что вблизи волокон во флоккулах располагаются преимущественно продольные ячейки, а вдали — преимущественно поперечные.

Для диффузных же волокон (12.VIII 1974 г.; 14.III и 2.VI 1975 г.) поведение \bar{D}_{\parallel} и \bar{D}_{\perp} с удалением от оси волокна иное (см. рис. 4, б). В этих случаях \bar{D}_{\parallel} растет с удалением от волокна, причем несколько по-разному для волокон, отличающихся по мощности. В случае двух наиболее слабых волокон (12.VIII 1974 г.; 14.III 1975 г.) \bar{D}_{\parallel} растет лишь до второго — третьего рядов, а затем уменьшается. Вокруг же более мощного волокна

всего разбивались на ряды. Ячейки, лежащие непосредственно под волокном, считались ячейками нулевого ряда (рис. 3). В следующий ряд входили ячейки, примыкающие с обеих сторон к ячейкам нулевого ряда, и т. д. Измерения хромосферной сетки велись до IV—VI рядов включительно. Такое ограничение было вызвано различными причинами, а именно: размерами кадра на пленке, близостью соседней активной области или края диска.

Измерения размеров ячеек проводились на эскизах хромосферной сетки, зарисованных с пленки при увеличении в 16 раз. Эскизы сделаны с фильтрограмм в $H_{\alpha} \pm 0,5 \text{ \AA}$. Все значения D_{\parallel} и D_{\perp} исправлялись за эффект проекции. Для каждого ряда ячеек определялись средние значения размеров ячеек (\bar{D}_{\parallel} и \bar{D}_{\perp}). Зависимость \bar{D}_{\parallel} и \bar{D}_{\perp} от номера ряда приведена на рис. 4. Размеры ячеек на рис. 4 в области волокон 2.VI 1975 г.; 2—6.VI 1974 г.; 21.VIII 1974 г. получены усреднением по нескольким (от 5 до 10) моментам времени наблюдений. Для остальных приведены средние из результатов двух измерений.

Рис. 4. Изменение \bar{D}_{\parallel} (сплошные кривые) и \bar{D}_{\perp} (штриховые) с удалением от оси волокна для волокон во флоккулах и в окрестностях активной области (а) и для диффузных волокон (б)



(2.VI 1975 г.) максимальные значения \bar{D}_{\parallel} наблюдаются на больших расстояниях от волокна (в третьем — пятом рядах). На рис. 4, б в области всех трех диффузных волокон \bar{D}_{\parallel} систематически больше \bar{D}_{\perp} . Величина \bar{D}_{\perp} в случае волокон 12.VIII 1974 г.; 14.III 1975 г. меняется с удалением от оси волокон в значительно меньшей степени, чем \bar{D}_{\parallel} . Интересно отметить, что в случае более мощного диффузного волокна (2.VI 1975 г.) непосредственно под ним (нулевой — первый ряды) заметно некоторое возрастание размеров ячеек (как \bar{D}_{\parallel} , так и \bar{D}_{\perp}) по сравнению с соседними участками.

Таким образом, для данных диффузных волокон мы обнаружили, что вокруг них наблюдается не только вытягивание ячеек преимущественно вдоль волокна, но и возрастание этого вытягивания на расстоянии второго — пятого рядов ячеек от оси волокна. Вернемся еще раз к вопросу о том, что наблюдаемая вытянутость ячеек в области волокон вызвана не только вращением.

Нами были измерены продольный и поперечный относительно экватора размеры ячеек в невозмущенной области в центре диска (размером $500 \times 500''$ по наблюдениям 11.XI 1975 г.). Средний продольный размер ячеек составил 23×10^3 км, поперечный 21×10^3 км. Полученное различие в величине средних продольного и поперечного размеров ячеек близко к тем, что были определены по спектрогелиограммам в линии К Ca II в [7].

В результате сопоставления данных о размерах ячеек для области вблизи центра диска с \bar{D}_{\parallel} и \bar{D}_{\perp} на рис. 4 можно сказать, что размеры ячеек вокруг волокон в основном превышают размеры ячеек в участках невозмущенного Солнца. Степень вытянутости ячеек относительно оси волокон также значительно больше, чем вытянутость ячеек в невозмущенной области вдоль экватора.

3. Сопоставление структуры верхней и средней хромосферы в области волокон

Из сопоставления карт вытянутости ячеек со снимками волокон в центре H_{α} можно сделать некоторые выводы о характерных особенностях структуры хромосферы вблизи волокон на двух ее уровнях.

Как уже отмечалось выше, на уровне средней хромосферы как для диффузных волокон, так и волокон во флоккулах характерно наличие вблизи них ячеек хромосферной сетки, вытянутых вдоль волокна. В верхней хромосфере вытянутость волокон вблизи волокна вдоль его оси наблюдается только для волокон во флоккулах.

Детальное сопоставление карт вытянутости и снимков в центре H_{α} в более широкой зоне вокруг волокна показало, что для волокон во флоккуле распределение областей продольных и поперечных ячеек в общем аналогично распределению продольных и поперечных волокон, хотя в деталях это соответствие имеется не всегда.

Для волокон, расположенных вне активных областей, в том числе и диффузных, трудно сказать что-либо определенное по поводу соответствия направленности деталей в верхней и средней хромосфере из-за нечеткости, порой противоречивости результатов сопоставления карт с фильтрограммами в центре H_{α} .

В связи с тем, что соответствие данных хромосферных структур характерно в основном для волокон во флоккулах, мы хотим отметить следующее.

Дополнительные исследования показали, что в относительно стабильных активных областях с большими пятнами указанное соответствие между структурой волокон и структурой ячеек хромосферной сетки в свою очередь значительно лучше, чем в области исследуемых здесь флоккулов с волокном. Временами это соответствие там почти полное (стабильные области с большими пятнами будут предметом следующих наших публикаций).

В результате создается впечатление, что соответствие структур на двух данных уровнях хромосферы проявляется четче в области больших магнитных полей.

4. Изменения в структуре хромосферы в области волокон с эволюцией волокна

До сих пор мы пытались описать средние характерные особенности структуры хромосферы в области волокон различных типов, исключая при этом их изменение со временем. Здесь же мы хотим остановиться на некоторых характерных изменениях, происходящих вокруг волокон в процессе их эволюции. Подобные изменения были прослежены на примере двух волокон: волокна, расположенного во флоккуле (см. рис. 2), и диффузного волокна (см. рис. 1.).

Структура первого из волокон и окружающей его хромосферы исследовалась по материалам наблюдений со 2 по 6. VI 1974 г., когда волокно находилось достаточно далеко от края диска. Во время наблюдений волокно довольно быстро (за два-три часа) и довольно часто (несколько раз за день) изменялось следующим образом: разрушались и восстанавливались отдельные его части или заметно менялись форма и интенсивность отдельных участков. Наблюдалось также и относительно медленное изменение в целом, ото дня ко дню, закончившееся заметным уменьшением волокна и значительным разрушением его в центральной части к 6. VI.

Обратимся к картам вытянутости ячеек хромосферной сетки, на которых зафиксированы последовательные стадии развития данного волокна (рис. 5). В перестройке структуры хромосферной сетки на этих картах

мы замечаем такую тенденцию: накануне разрушения волокна в том или ином его участке вблизи него образуются поперечные ячейки, и по мере разрушения волокна поперечные ячейки наблюдаются все ближе к его оси. Приблизительно одновременно с этим вблизи того же участка волокна на снимках в центре H_{α} появляются поперечные волоконца, хотя до разрыва в том месте наблюдались, как обычно, продольные волоконца. Указанная особенность наиболее хорошо прослеживается на примере длительной перестройки с 4 по 6.VI, закончившейся существенным разрушением волокна (см. рис. 5, б—г). Следует сказать, что неоднократно нами наблюдался и обратный процесс, т. е. при восстановлении разрушенных участков волокна поперечные ячейки и волоконца вблизи них замещались продольными.

Изменения в структуре хромосферной сетки в области диффузного волокна развивались аналогичным образом. Это волокно наблюдалось в течение одного дня (2. VI 1975 г.). На рис. 6 показаны основные стадии его развития на некотором отрезке времени: изменения, происходившие в структуре волокна, на первый взгляд незначительны. Наиболее заметная и длительная перестройка наблюдалась в центральной его части. В указанном районе волокна вначале (см. рис. 6, а, б) мы наблюдали довольно быстрое «замыкание» имеющегося в волокне разрыва продольными относительно оси волокна структурами. После чего в некоторый момент в этом участке нами наблюдались нитевидные продольные структуры в волокне, в средней хромосфере ячейки были вытянуты преимущественно вдоль оси волокна, а в верхней хромосфере образовались необычно четкие поперечные волоконца (см. рис. 6, в). Затем слабые поперечные волоконца появились на оси волокна одновременно с разрушением там продольных нитевидных его деталей (рис. 6, г). На уровне средней хромосферы началась перестройка хромосферной сетки. Приблизительно в четвертых—шестых рядах ячеек появились новые области поперечных ячеек, а вблизи волокна процесс замены продольных структур поперечными только начинался (на карте рис. 6, г есть «пустые» места вблизи этого участка волокна, т. е. ячейки там приблизительно круглые). Примерно через три часа (см. рис. 6, г) поперечные волоконца на оси волокна усилились, а в средней хромосфере поперечные ячейки наблюдаются уже на оси волокна и примерно в первом—четвертом рядах ячеек в этом участке. Концентрация поперечных ячеек к оси волокна в центральной его части наблюдается и в последующие моменты времени (см. рис. 6, д). В верхней же хромосфере мы наблюдаем заметное уменьшение числа волоконцев вблизи волокна. Поперечные структуры на оси волокна в центральной его области частично также исчезли. В дальнейшем, на протяжении по крайней мере еще двух часов, картина существенно не изменилась.

Следует также обратить внимание на кратковременный обратный процесс, наблюдавшийся вначале. Так, на рис. 6, а, б видно, что при «замыкании» разрыва в волокне вблизи него поперечные ячейки замещались продольными.

Итак, в области данного диффузного волокна наблюдался фактически тот же процесс, что и в случае волокна во флоккуле. Суть этого процесса можно выразить так: пока вокруг некоторого участка волокна наблюдаются преимущественно продольные ячейки и продольные (в случае волокна во флоккуле) волоконца, волокно там сплошное; когда продольные ячейки и волоконца замещаются поперечными (вокруг диффузного волокна поперечные волоконца усиливаются), в этом месте волокна образуется разрыв. Что касается последовательности событий (см. рис. 6, б—д) в случае диффузного волокна, то надо подчеркнуть следующее. Вначале, очевидно, наблюдался процесс перестройки структуры волокна (замещение продольных деталей поперечными), который начался, по-видимому, с появления в верхней хромосфере очень четких поперечных волоконцев, а затем уже наблюдалась и перестройка на уровне

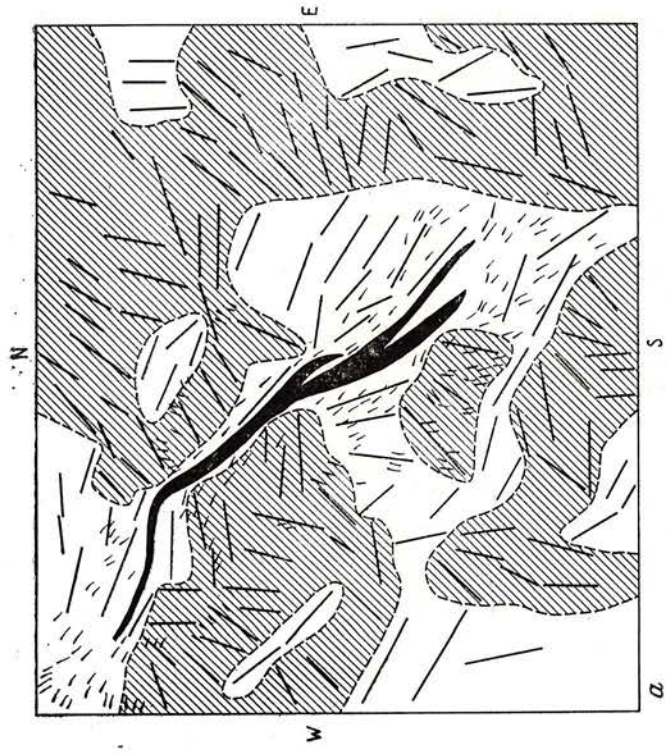
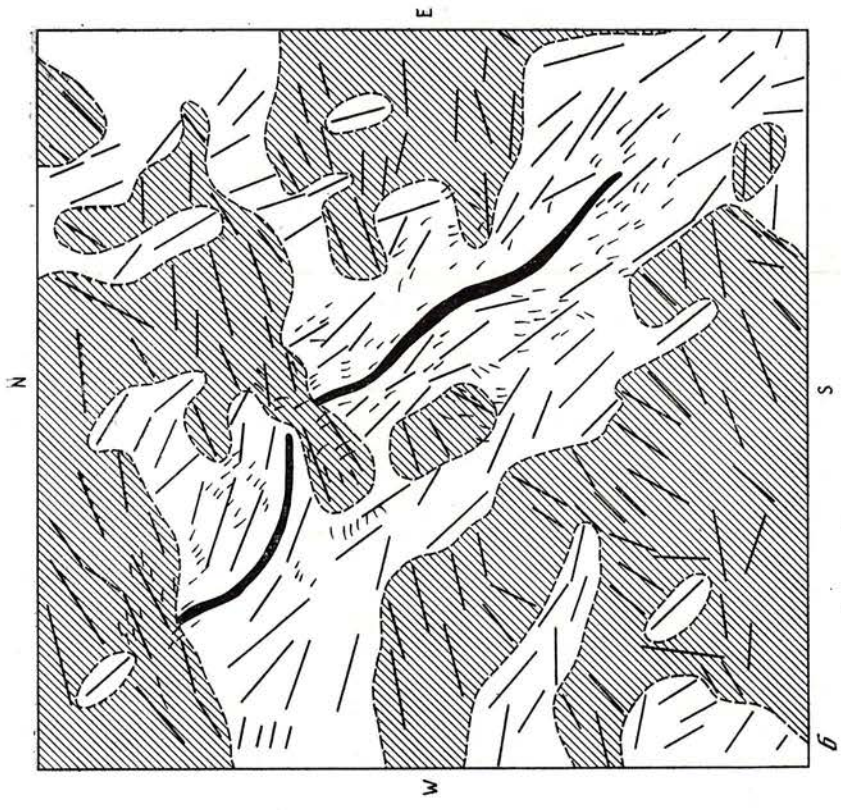


Рис. 5. Последовательные стадии изменения картины вытянутости ячеек и волоконца в области вологна во флоккуле с изменением его структуры в течение нескольких дней с 3.VI (a) по 6.VI 1974 г. (z)

Волоконца нанесены лишь вблизи вологна. Области поперечных ячеек обведены штриховой линией и заштрихованы

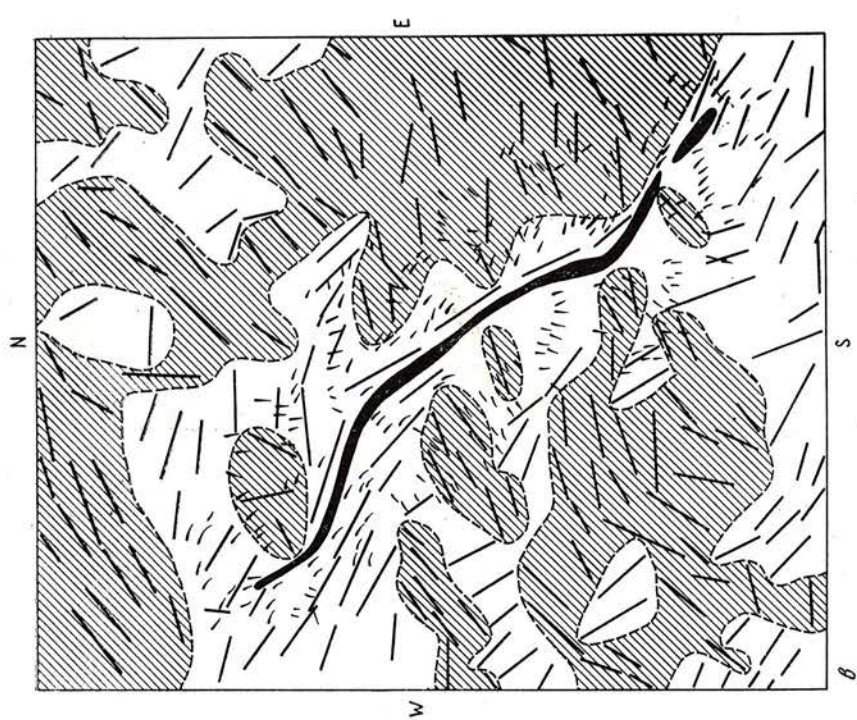
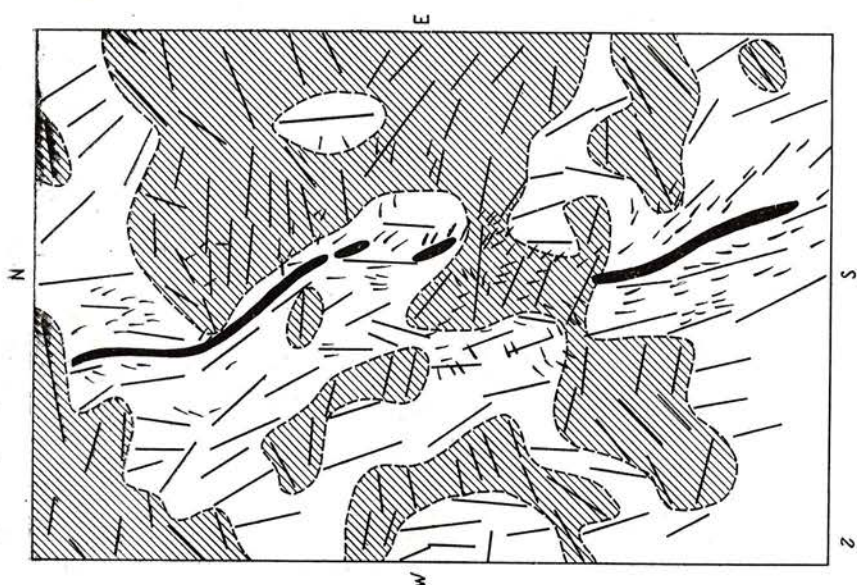


Рис. 5 (окончание)

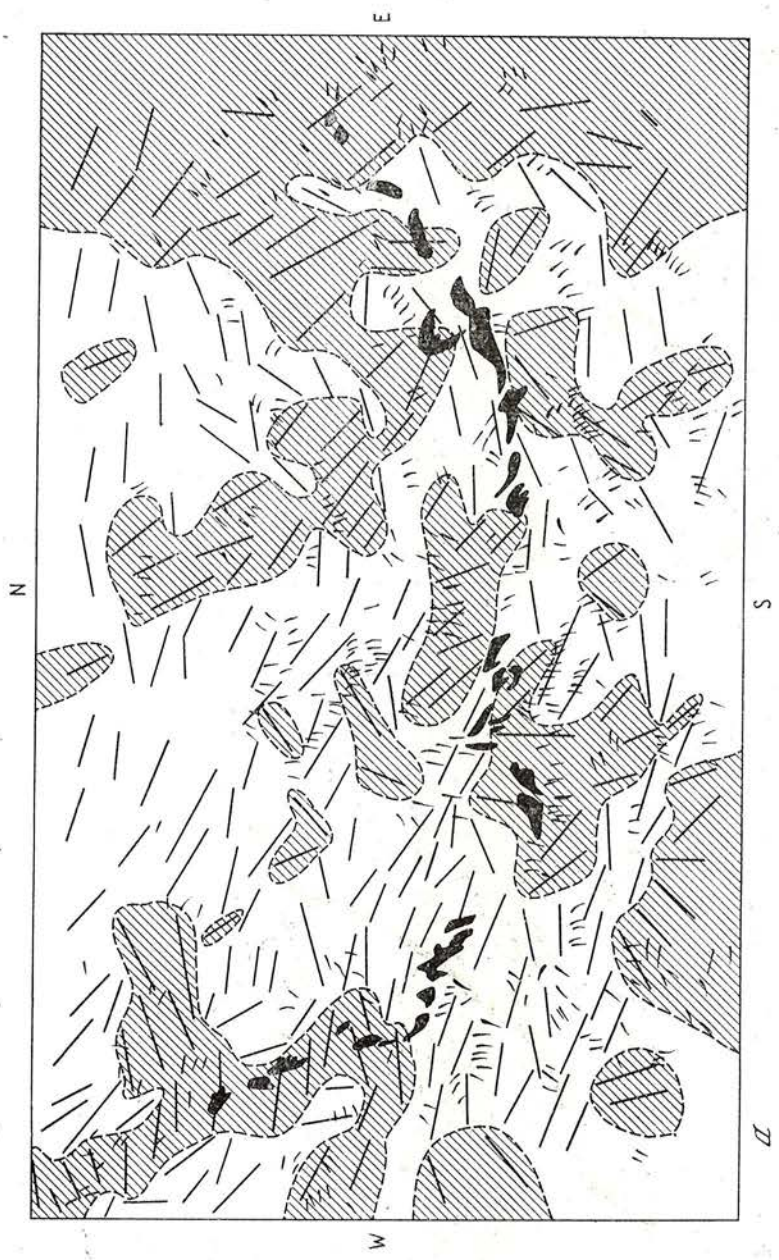


Рис. 6. Последовательные стадии изменения картины выгнутости ячеек и волоконов вокруг диффузного волокна с изменением структуры этого волокна в его центральной части в течение одного дня 2.VI 1975 г.: 06^h40^m (а); 07^h40^m (б); 09^h10^m (в); 11^h57^m (г); 13^h00^m (д) УТ. Волокна нанесены лишь вблизи обжуждаемого участка волокна. В начальный момент времени (06^h40^m) волокно и наблюдасмая вокруг него волоконная структура приведены полностью. Области поперечных ячеек обведены [трихровой линией и заштрихованы]

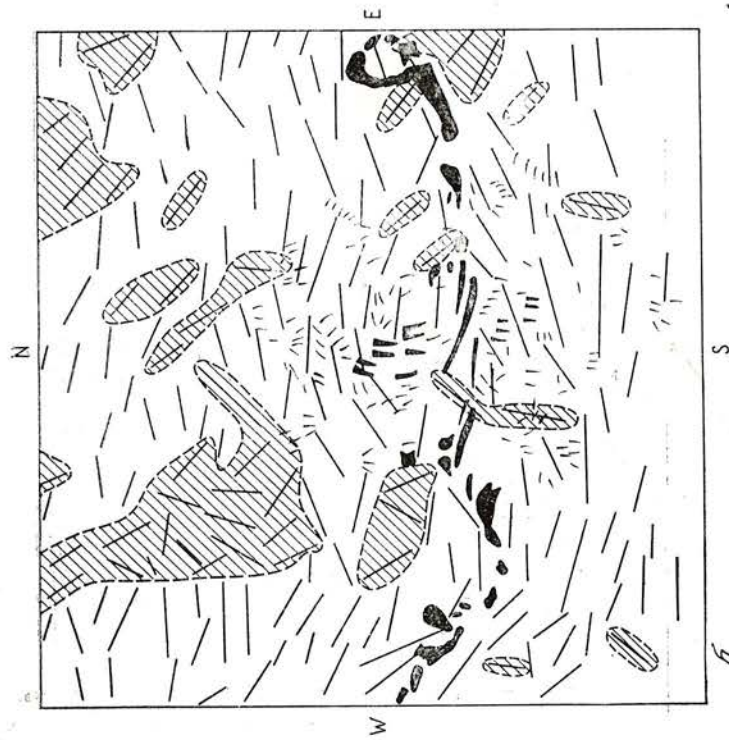


Рис. 6 (продолжение)

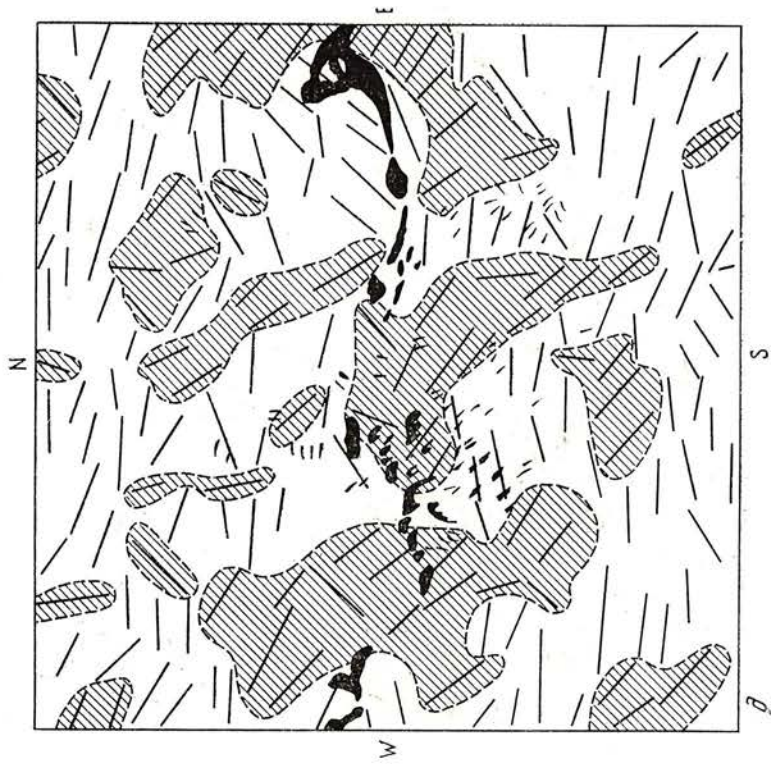


Рис. 6 (окончание)

хромосферной сетки (замещение продольных ячеек поперечными), и последующее частичное разрушение волокна (исчезновение и поперечных деталей).

По-видимому, описанные события можно связать со структурой магнитного поля и ее изменением со временем. К сожалению, мы не располагали измерениями магнитных полей в области исследуемых волокон. Однако мы попытаемся сопоставить полученный результат с теоретическими расчетами в [8, 9], где показано, что стабильность волокна зависит от угла между направлением внутреннего и внешнего (поддерживающего) полей волокна. Разрывность структуры волокна увеличивается с приближением этого угла к прямому. Мы видим некоторую аналогию между нашими результатами и результатами в [8, 9], если замещение продольных ячеек и волоконца поперечными вблизи места разрыва волокна связывать с соответствующими изменениями величины и направления магнитного поля.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате исследований можно сделать выводы.

1. Волокна во флоккулах:

а) пронизывают всю наблюдаемую нами хромосферу (видны в H_{α} , начиная от центра линии до $\pm 1 \text{ \AA}$);

б) располагаются независимо от положения границ ячеек хромосферной сетки;

в) в верхней хромосфере окружены двумя системами волоконца: вблизи волокна (внутренняя система) волоконца направлены вдоль его оси, в более удаленных участках поверхности Солнца (внешняя система) — поперек волокна;

г) в средней хромосфере они окружены также двумя системами ячеек: внутренней — с направлением вытянутости вдоль волокна; внешней — с направлением вытянутости поперек волокна.

2. В области волокон во флоккулах наблюдается приблизительное соответствие структур на двух уровнях хромосферы (направления вытянутости ячеек и волоконца примерно совпадают).

3. Диффузные волокна:

а) расположены в основном выше уровня хромосферной сетки (видны в H_{α} , начиная от центра линии до $\pm 0,4 \text{ \AA}$);

б) расположены вдоль границ ячеек хромосферной сетки;

в) в верхней хромосфере окружены системой волоконца с направлением, приблизительно поперечным относительно оси волокна.

4. В средней хромосфере в области слабых диффузных волокон наблюдаются преимущественно продольные ячейки; в области более мощных волокон возрастает доля областей с поперечными ячейками.

5. В области диффузных волокон соответствия между направлением вытянутости ячеек и волоконца четко не наблюдалось.

6. Величины продольных и поперечных относительно оси волокна размеров ячеек (\bar{D}_{\parallel} , \bar{D}_{\perp}) изменяются с удалением от оси волокна различным образом для диффузных волокон и волокон во флоккуле.

7. Волокна в окрестностях активных областей по всем перечисленным характеристикам занимают промежуточное место между первыми двумя типами волокон.

8. Для всех типов волокон характерно:

а) вблизи сплошных участков волокна в среднем наблюдаются продольные ячейки, а в области разрывов — поперечные ячейки и нередко поперечные волоконца;

б) разрыву волокна предшествует появление вокруг места разрыва поперечных ячеек и поперечных волоконца. По мере этого разрушения волокна поперечные ячейки и волоконца наблюдаются все ближе к его

оси. При восстановлении участка волокна наблюдается обратная картина: поперечные ячейки замещаются продольными; в случае волокна во флоккуле поперечные волоконца также замещались продольными.

У. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализируя полученные результаты, мы пришли к некоторым более общим выводам относительно различий диффузных волокон и волокон во флоккулах.

Волокна во флоккулах имеют обычно вид полосок, местами разрешающихся на отдельные нитевидные детали, направленные строго вдоль волокна. Диффузные же волокна гораздо более дискретны и состоят из отдельных узлов различной формы. По-видимому, различия в структуре данных волокон есть следствие различной структуры магнитного поля в этих волокнах. Согласно наблюдаемой структуре волокон, а также результатам измерения магнитных полей в [4, 10], в волокнах во флоккулах магнитное поле направлено, по-видимому, вдоль их оси. Данное направление имеет место как в верхней, так и в средней хромосфере (продольная структура волокна сохраняется в крыльях H_{α}). В случае диффузных волокон магнитное поле в них, возможно, направлено не вдоль оси, а вдоль отдельных деталей: узлов, струй трубок и т. п. Этим полем волокно связано с границами хромосферной сетки.

Что касается хромосферы вокруг волокон, то на уровне сетки наблюдается некоторое сходство в структуре хромосферы в области диффузных волокон и волокон во флоккулах (непосредственно вблизи тех и других наблюдаются продольные ячейки). Поэтому не исключено, что на уровне хромосферной сетки структура магнитного поля вблизи диффузных волокон аналогична той, что наблюдается вблизи волокон во флоккулах (т. е. поле направлено, по-видимому, вдоль волокна). С ростом высоты в области диффузных волокон структура поля существенно меняется (в верхней хромосфере наблюдаются поперечные волоконца), в то время как вблизи волокон во флоккулах сохраняется относительное постоянство структуры магнитного поля с высотой (наблюдаются продольные волоконца).

Существенным изменениям структуры волокна (разрывам) предшествует перестройка магнитного поля вокруг волокна в средней и верхней хромосфере. Эта перестройка проявляется в образовании вблизи волокна поперечных ячеек и волоконца, что указывает, возможно, на усиление там полей, направленных приблизительно перпендикулярно волокну. В случае единственного диффузного волокна, эволюция которого была прослежена, перестройка начиналась в верхней хромосфере.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить за ценные советы и замечания при обсуждении статьи академика А. Б. Северного, Н. Н. Степанян, А. Н. Бабина, С. И. Гопасюка.

Май 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Степанов В. Е.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, 52.
2. Smith S. F.— In: Structure and development of Solar active regions. K. O. Kiepenheuer (Ed.). IAU Symp. N 35, 1968, p. 267. Dordrecht-Holland, D. Reidel Publ. Co.
3. Foukal P.— Solar Phys., 1971, 19, N 1, 59.
4. Plocieniak S., Rombolt B.— Solar Phys., 1973, 29, N 2, 399.
5. Северный А. Б., Хохлова В. Л.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1953, 10, 9.
6. Цан Т. Т.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, 20.
7. Sykora J.— Solar Phys., 1970, 13, N 2, 292.
8. Nakagawa Y., Malville I. M.— Solar Phys., 1969, 9, N 1, 102.
9. Nakagawa Y.— Solar Phys., 1970, 12, N 3, 419.
10. Ioshpa B. A.— In: Structure and development of Solar active regions. K. O. Kiepenheuer (Ed.). IAU Symp. N 35, 1968, p. 261.

ПОИСК ЛИНИЙ,
ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ В СПЕКТРЕ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ

Н. Н. Степанян, З. А. Щербакова

По двум эшелльным спектрограммам Солнца как звезды при разном уровне флоккульной активности и разном общем магнитном поле были измерены глубины около 1000 линий. Для части из них получены также полуширины и эквивалентные ширины. Составлен список линий, для которых различие глубин или эквивалентных ширин в этих двух спектрах существенно превышает ошибки измерений. В список вошли исследованные ранее авторами [1] линии редких земель, а также большое число линий других элементов.

THE SEARCH OF LINES CHANGING IN THE SUN SPECTRUM, by *N. N. Stepanyan, Z. A. Scherbakova*. — The depths of nearly 1000 lines were measured on two eshelle spectrograms of the Sun as a star. The spectrograms refer to different levels of solar activity. For a part of the lines halfwidths and equivalent widths were also obtained. The lines which had the difference between depths or equivalent widths as large as six on more quadratic mean errors are listed. The lines of rare earths studied by authors earlier [1] and many lines of other elements were included in the list.

Ранее нами были найдены изменения эквивалентных ширин семи линий редких земель в спектре Солнца как звезды [1]. Установлено, что при высоком уровне флоккульной активности и большом общем поле Солнца эти линии имеют большие эквивалентные ширины, чем при низкой активности и малом общем поле.

Вопрос об изменении со временем эквивалентных ширин или глубин линий в спектре Солнца возникал неоднократно. Так, в [2—4] найдены увеличения глубин линий различных элементов в спектре Солнца с ростом солнечной активности. Наблюденный эффект очень мал и не позволяет, на наш взгляд, говорить о существовании такой связи. В [5] дается сводка имеющихся в литературе измерений глубин некоторых линий в спектре Солнца. Несмотря на то что измерения проводились фотоэлектрически и наблюдались изменения глубин линий, намного превосходящие ошибки измерений, следует говорить только о возможности существования таких изменений. Этот вопрос все еще остается открытым. Решение его требует постановки специальных наблюдений. Причем существенным является наблюдение всего Солнца (как звезды). Кроме того, необходимы фотоэлектрические измерения.

В порядке подготовки к таким наблюдениям мы предприняли попытку найти линии, в которых можно подозревать изменение глубин, полуширин или эквивалентных ширин. Для этого мы использовали два эшелльных спектра Солнца как звезды, по которым в [1] были найдены максимальные различия в эквивалентных ширинах семи линий редких земель. Один спектр относится к моменту почти полного отсутствия флоккулов на диске (назовем его «спокойным»), а второй — к моменту, когда площадь флоккулов была максимальна в исследованный период («активный»).

На микрофотометре в прямых интенсивностях были профотометрированы одинаковые участки длин волн в обоих спектрах. Список этих участков и число линий, для которых были измерены глубины I , полуширины $\Delta\lambda$ и эквивалентные ширины W , даны в табл. 1.

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Число измерений		$\lambda, \text{Å}$	Число измерений		$\lambda, \text{Å}$	Число измерений	
	I	W		I	W		I	W
6328—6261	25	14	5520—5462	66	24	4897—4846	85	37
6177—6111	55	40	5406—5348	50	22	4803—4754	65	34
6027—5975	27	21	5296—5240	67	30	4393—4356	54	22
5890—5838	25	15	5188—5136	51	24	4116—4075	89	28
5763—5705	44	22	5089—5037	53	31	4053—4011	84	34
5642—5582	54	21	4991—4937	66	33	Всего	965	452

Измерялись глубины (в единицах непрерывного спектра) всех неблендированных и слабо блендированных солнечных линий. Полуширины и эквивалентные ширины определялись для неблендированных линий.

Для каждого приведенного в табл. 1 участка спектра (отдельные полосы на эшелевой спектрограмме) были построены графики. По оси абсцисс откладывались глубины для спокойного Солнца $I_{\text{сп}}$, а по оси ординат — для активного $I_{\text{акт}}$. Точки ложились на некоторую линию с разбросом, определяемым ошибками фотометрии. Как правило, эта линия отличалась от биссектрисы угла между координатными осями. Отличие определяется неполным соответствием между используемой и реальной характеристическими кривыми, а также, возможно, различием в фокусировке спектра. Пример зависимости $I_{\text{акт}} \sim I_{\text{сп}}$ дан на рис. 1. По всем точкам каждого графика проводилась средняя кривая. Аналогичные графики строились для полуширин ($\Delta\lambda_{\text{акт}} \sim \Delta\lambda_{\text{сп}}$ на рис. 2) и эквивалентных ширин ($W_{\text{акт}} \sim W_{\text{сп}}$ на рис. 3). Крестиками на них отмечены линии редких земель. Для всех линий величины отношений $I_{\text{акт}}/I_{\text{сп}}$, $\Delta\lambda_{\text{акт}}/\Delta\lambda_{\text{сп}}$ и $W_{\text{акт}}/W_{\text{сп}}$ были выражены в одной системе, т. е. поделены на тангенс угла наклона средней кривой на графиках типа рис. 1—3. Это было сделано для исключения влияния систематических ошибок в определении I , $\Delta\lambda$ и W . Исправленные отношения были обозначены $(I_{\text{акт}}/I_{\text{сп}})'$, $(\Delta\lambda_{\text{акт}}/\Delta\lambda_{\text{сп}})'$ и $(W_{\text{акт}}/W_{\text{сп}})'$.

Было найдено среднее квадратичное отклонение σ этих отношений от единицы. Мы получили $\sigma = \pm 0,03$. Линии, для которых отклонение больше 6σ , были заподозрены в реальных различиях I , $\Delta\lambda$ и W в спектрах активного и спокойного Солнца. Все эти линии были тщательно проверены по спектрограммам и записям спектра, чтобы избежать случайного результата (дефект пластинки, сильная бленда, ошибки измерений, вычислений и т. п.). Окончательный список линий, заподозренных в изменениях I , $\Delta\lambda$ и W , дан в табл. 2.

Из 63 приведенных там линий 47 показали увеличение одной, а иногда и двух характеристик с ростом активности, а 16 линий — уменьшение.

Следует отметить, что для всех общих линий нашего списка и работ [2—4] мы не нашли никаких существенных изменений с активностью в величинах I , $\Delta\lambda$, W . Исключение составляет $\lambda 4082,115 \text{ Å Fe I}$, которая, по данным [4], с ростом числа Вольфа становится глубже.

Семь линий редких земель, рассмотренных нами в [1], находятся среди линий с возможным усилением W .

Большинство остальных линий редких земель очень слабы или блендированы, и мы не могли уверенно измерить для них $\Delta\lambda$ и W . Были

Таблица 2

№ п/п	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\left(\frac{I_{\text{акт}}}{I_{\text{сп}}}\right)'$	$\left(\frac{\Delta\lambda_{\text{акт}}}{\Delta\lambda_{\text{сп}}}\right)'$	$\left(\frac{W_{\text{акт}}}{W_{\text{сп}}}\right)'$
1	6161,295	Ca I			1,21
2	6116,198	Ni I, Fe I	1,23		
3	6111,078	Ni I	1,28		
4	6002,751	☉		1,80	2,34
5	5753,646	Si I		1,32	
6	5601,286	Ca I		1,36	1,32
7	5584,773	Fe I (V I)			1,25
8	5517,552	Si I		1,42	
9	5487,153	Fe I		1,50	1,32
10	5402,072	☉	1,78		
11	5398,287	Fe I			1,21
12	5393,381	Ce II	1,53		
13	5376,836	Fe I		1,33	
14	5349,469	Ca I			1,24
15	5176,565	Ni I			1,18
16	5173,749	Ti I			1,18
17	5140,823	Fe I	1,46		1,45
18	5136,800	Fe II	1,34		
19	5088,543	Ni I		1,28	1,59
20	4985,986	Fe I		1,32	1,32
21	4852,819	☉	1,37		
22	4773,959	Ce II	1,28		
23	4761,528	Mn I			1,25
24	4758,726	V I?	1,50		
25	4386,460	Ni I	1,53		
26	4377,793	Fe I (Mo II)			1,18
27	4371,994	☉	1,28		
28	4368,897	Mn I, Cr I	1,73		1,24
29	4364,663	Ce II	1,46		1,48
30	4362,038	Sm II	1,24		
31	4358,170	Nd II			1,24
32	4112,323	Fe I			1,29
33	4105,164	V I			1,21
34	4086,713	La II			1,31
35	4083,226	Ce II			1,18
36	4082,115	Fe I			1,19
37	4077,486	Ce II, Cr I	1,18		
38	4050,329	Zr II			1,34
39	4049,862	Gd II, Fe I	1,71		
40	4053,491	Ce II	1,31		
41	4042,907	Sm II, La II		1,44	1,33
42	4042,592	Ce II		1,39	1,66
43	4039,096	Cr II			1,25
44	4023,011	Nd II	1,33	1,39	2,00
45	4021,338	Nd II	1,26	1,39	1,72
46	4015,150	☉			1,25
47	4014,934	Ce II			1,24
48	5373,218	Fe I			0,69
49	5833,381	Fe I			0,72
50	5589,366	Ni I		0,74	
51	5506,791	Fe I			0,82

Таблица 2 (окончание)

№ п/п	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\left(\frac{I_{\text{акт}}}{I_{\text{сп}}}\right)'$	$\left(\frac{\Delta\lambda_{\text{акт}}}{\Delta\lambda_{\text{сп}}}\right)'$	$\left(\frac{W_{\text{акт}}}{W_{\text{сп}}}\right)'$
52	4985,554	Fe I			0,82
53	4982,507	Fe I			0,82
54	4971,351	☉			0,80
55	4384,598	Cr II			0,62
56	4376,405	CH	0,75		
57	4374,472	Se II, Fe I			0,82
58	4368,897	Mn I, Cr I		0,70	
59	4110,042	Zr II	0,66		
60	4093,901	Cd II	0,64		
61	4089,049	☉	0,74		
62	4040,514	CH	0,62		
63	4016,092	Ca I			0,81

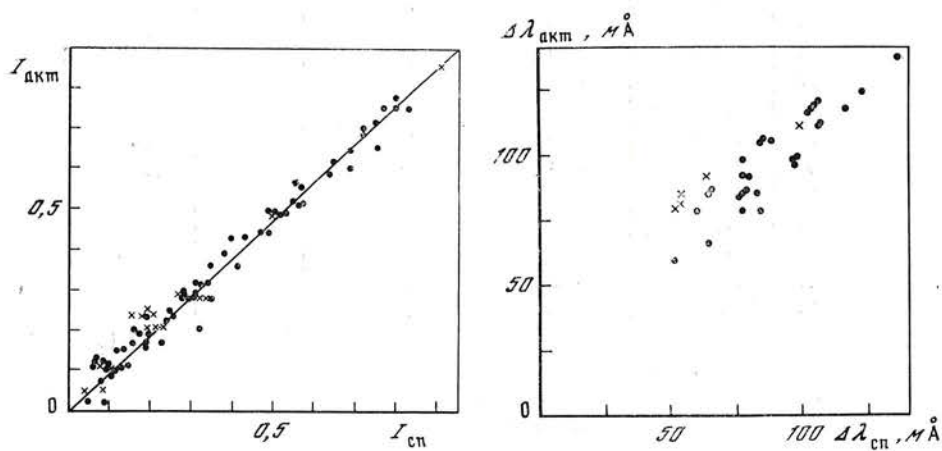


Рис. 1. Зависимость $I_{\text{акт}}$ и $I_{\text{сп}}$ для λ 4053—4011 Å

Рис. 2. Зависимость $\Delta\lambda_{\text{акт}}$ и $\Delta\lambda_{\text{сп}}$ для λ 4053—4011 Å

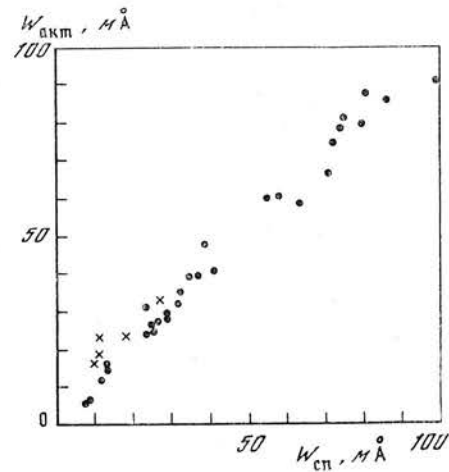


Рис. 3. Зависимость $W_{\text{акт}}$ и $W_{\text{сп}}$ для λ 4053—4011 Å

определены только глубины. В среднем для них $(I_{\text{акт}}/I_{\text{сп}})' > 1$, но отклонение этого отношения от единицы не превышает 6σ .

Затем мы попытались найти некоторые общие черты у линий, заподозренных в изменении I , $\Delta\lambda$ или W . Попытка найти связь между $W_{\text{акт}}/W_{\text{сп}}$, потенциалом возбуждения и средней оптической глубиной образования линии не увенчалась успехом.

Полученный результат — список линий с возможным изменением I , $\Delta\lambda$ или W в спектре Солнца как звезды (см. табл. 2) — не может рассматриваться как окончательный. Фотографическая фотометрия и ограниченность изученного материала не позволяют дать определенный ответ — существуют ли реальные изменения в спектральных линиях со временем или уровнем активности. Можно сказать только, что при фотоэлектрических измерениях следует прежде всего обратить внимание на линии редких земель, а также на остальные линии, приведенные в нашем списке.

Май 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Степанян Н. Н., Щербакова З. А. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 58, 3.
2. Дервиз Т. Е., Купревич Н. Р., Митрофанова А. А. — Астрон. ж., 1961, 38, 448.
3. Mitchell W. E. — *Astrophys. J.*, 1969, 155, 709.
4. Жукова Л. Н., Митрофанова Л. А. — Солнечные данные, 1973, 6, 65.
5. Бабий Б. Т. — Солнечные данные, 1976, 4, 80.

ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ

Е. Ф. Шапошникова

Непрерывные наблюдения Солнца в течение всего светового дня позволили отметить две характерные особенности протонных вспышек: направленность потока выброса плазмы из недр Солнца; возникновение ударной волны, продвигающейся от места выброса по поверхности Солнца. Эти характерные особенности, по-видимому, дают возможность объяснить некоторые явления, возникающие при возгорании протонной вспышки в зоне активности.

PROTON SOLAR FLARES, by *E. F. Shaposhnikova*.— Continuous solar observations during the whole day led to note two characteristic features of the proton flares: the directed motion of the plasma — ejection from the solar depths; the appearance of the shock wave moving from the place of the ejection along the solar surface.

These characteristic features seem to give the possibility to explain some phenomena which occur during the flash of the proton flare in the active zone.

Из всех вспышек, наблюдаемых на Солнце, следует выделить в особую группу так называемые протонные вспышки, т. е. вспышки, связанные с выбросом из недр Солнца плазмы и частиц высоких энергий, сопровождаемые возникновением космических лучей и выносом плазмы в межпланетное пространство. Такие вспышки играют исключительную роль среди всех процессов, наблюдаемых на Солнце, и производят наиболее мощное воздействие на Землю. Они вызывают на Земле различные явления: мощные магнитные бури с внезапным началом; исключительно интенсивные полярные сияния, видимость которых доходит до самых низких широт; затухание радиосвязи; вносят заметные изменения в погодные условия; оказывают воздействие на здоровье людей (установлено ухудшение сердечно-сосудистой деятельности человека) и др.

Наблюдения вспышек проводились на внеатомном коронографе КГ-1 [1] Крымской астрофизической обсерватории в 1950—1958 гг. Они позволили установить две характерные особенности протонных вспышек: направленность потока выброса изверженной из недр Солнца материи; возникновение ударной волны, распространяющейся от места выброса по поверхности Солнца.

Эти особенности, по-видимому, дают возможность объяснить некоторые явления, возникающие при возгорании протонных вспышек. Сопоставление наблюденного материала со списками протонных вспышек было сделано для периода МГГ (с 1.VII 1957 г. по 31.XII 1958 г.). Обоснование выбора периода МГГ было сделано в [2]. При выполнении настоящей работы использованы следующие материалы: 1) списки протонных вспышек [3—5]; 2) кварталные бюллетени солнечной активности № 119—124 [6]; 3) журналы наблюдений и кинофильмы коронографа КГ-1.

При протонных вспышках выброс потока глубинной материи наблюдается не во все стороны от места вспышки, а в каком-то определенном направлении под некоторым углом к поверхности Солнца. Направления выбросов и их углы к поверхности Солнца несколько разнятся от одной вспышки к другой. Первоначальные размеры выброса (диаметр очага прорыва материи на поверхность Солнца) обычно не превышают нескольких

сотен километров. Вырываясь на поверхность Солнца, поток глубинной материи довольно значительно расширяется, но продолжает двигаться в первоначальном направлении. На некотором расстоянии от очага выброса яркость потока уменьшается, а на его переднем фронте образуются отдельные струи, постепенно вытягивающиеся, суживающиеся и сильно теряющие первоначальную яркость. Вскоре струи исчезают, а снизу, из очага вспышки, длительное время извергается яркая материя из недр Солнца. Узкая направленность потока выброса глубинной материи ведет к активизации волокон в определенных участках поверхности Солнца.

Направленностью потока выброса глубинной материи объясняется так долго остававшееся загадочным явление активизации волокон. Многие наблюдатели заметили, что это явление происходит во время больших вспышек. Делались попытки выяснения истинной причины явления активизации волокон. Недавно в [7] было дано детальное исследование поведения волокон во время действия больших вспышек. Автором совершенно правильно был выбран длительный интервал времени (волокна наблюдались в течение 2 ч от начала вспышки), но при этом не было обращено внимание, были ли вспышки протонными или нет. Из 37 исследованных волокон только 9, т. е. 25%, подвергались активизации. Активизации при протонных вспышках подвергаются волокна, лежащие не вблизи очага вспышки, а на некотором расстоянии от него, иногда даже значительном. Следует отметить, что и при протонных вспышках подвергаются активизации только те волокна, над которыми проходит поток глубинной материи (уже смешанной с окружающей хромосферой). Время действия активизации хорошо согласуется с временем действия вспышки. В [8] приводится описание процесса активизации волокон.

Возникновение ударной волны обнаруживается передачей возбуждения от протонной вспышки в другие группы пятен: последовательно, в определенном направлении начинают возникать вспышки в других группах пятен, все дальше и дальше от группы с протонной вспышкой, вплоть до самого лимба, где обычно взрывается эруптивный протуберанец. Вспышки, возникающие под действием ударной волны, — результат прогрева флоккулов хромосферы, и они не дают выбросов глубинной материи. Направление ударной волны зависит от направления выброса глубинной материи. Изредка (в течение девяти лет наблюдений зарегистрированы два случая) наблюдались такие случаи, когда сама протонная вспышка не была видна: она происходила на противоположной, невидимой стороне Солнца. Однако отмечались постепенно возгорания вспышек от одного края к другому. Обнаружение такого явления предупреждает о существовании на Солнце протонной вспышки и выбросе плазмы и частиц высоких энергий. В [9] было высказано предположение, что поток солнечных частиц, появившихся в период 16—19.VI 1966 г. и зарегистрированных на «Эксплорере-33» и ОГО-3, был выброшен протонной вспышкой, находившейся на невидимой стороне Солнца.

Возникновение ударной волны на Солнце может повлечь за собой ряд других явлений как в самой зоне пятен, так и вне ее. В зоне пятен возникают следующие явления: 1) направленное, последовательное возгорание вспышек в других группах пятен; 2) исчезновение волокон; 3) возникновение эруптивных протуберанцев. Вне зоны пятен обращают на себя внимание: 1) возникновение вспышек выше зоны пятен; 2) распад, частичное, а иногда и полное исчезновение волокон в близполюсных районах; 3) появление эруптивных протуберанцев вне зоны пятен.

Явления в зоне пятен

1. Выше указывалось, что ударная волна, распространяясь от очага протонной вспышки, вызывает последовательное возгорание вспышек в других группах пятен. Эта последовательная передача возбуждения от

протонной вспышки в другие группы пятен позволяет оценивать скорость распространения ударной волны в каждом отдельном случае. Вычисленные по наблюдениям на КГ-1 скорости распространения ударных волн огромны: они превышают 1000 км/с.

2. Чтобы выяснить, что будет происходить с волокнами в зоне пятен при протонных вспышках, следует рассмотреть три случая. Во-первых, будут наблюдаться волокна, находящиеся в стороне, противоположной месту выброса потока глубинной материи и распространению ударной волны. Такие волокна не дают заметных изменений за все время существования вспышки. На рис. 1 даются положения большого волокна вблизи очага вспышки 23.VI 1952 г. в различные моменты мирового времени. Движение яркого выброса в этой вспышке происходило со средней скоростью около 300 км/с. Во-вторых, будут волокна, находящиеся в той же стороне, где и выброс глубинной материи, но их не захватывает еще не расширившаяся ударная волна. Часть таких волокон, если над ними сверху будет проходить поток глубинной материи, уже смешанной с окружающей хромосферой, будет подвергаться активизации. В-третьих, будут волокна, которые попадут под действие ударной волны. Волокна, сохранявшие ранее спокойное состояние, внезапно начинают изменяться: они извиваются, быстро движутся, поднимаются кверху и внезапно исчезают. Эти исчезновения происходят чрезвычайно быстро, и тем быстрее, чем ближе волокна находятся к центральной оси ударной волны. При этом волокна не распадаются, не делятся на части, а исчезают целиком. Тут происходят так называемые быстрые процессы на Солнце. Ударная волна есть одна из главных причин возникновения быстрых процессов. В зоне пятен после протонных вспышек исчезают многие волокна. Большие исследования внезапных исчезновений волокон, проведенные в течение двух солнечных циклов (19 и 20), показали, что эти явления происходят довольно часто и им почти всегда предшествуют большие вспышки [40].

3. Эруптивные протуберанцы, возникающие в зоне пятен под действием ударной волны, четко отличаются от эруптивных протуберанцев активных областей своими основными характеристиками: величиной базиса, временем существования и интенсивностью. Величина базиса таких протуберанцев зависит от мощности протонной вспышки и от расстояния ее очага от лимба, к которому распространяется ударная волна. Время действия таких протуберанцев длительное и измеряется часами. Их интенсивность оценивается высшими баллами (если, конечно, не был захвачен только конец явления, когда интенсивность протуберанцев падает до меньших баллов). Базисы таких эруптивных протуберанцев группируются в пределах $10-15^\circ$, реже 20° и больше. После возникновения эруптивного протуберанца длительное время извергается материя по всему базису. Наблюдение эруптивных протуберанцев имеет большое значение, так как позволяет, хотя и приближенно, оценивать, какой протяженности хромосферные области подвергаются действию ударной волны. По-видимому, эти области довольно узкие и редко выходят из зоны пятен. Исключения наблюдаются при особо мощных протонных вспышках, когда огромная область подвергается действию ударной волны.

Для северного полушария Солнца были отмечены следующие эруптивные протуберанцы, возникшие под действием ударных волн протонных вспышек.

Протуберанец 19.X 1957 г., возникший от особо мощной протонной вспышки того же числа. Наблюдался он с 8^h01^m до 9^h58^m и еще действовал в конце наблюдения. Координаты 23° N, 90° E, интенсивность 3^+ .

Протуберанец 8.VI 1958 г., возникший от особо мощной протонной вспышки того же числа, наблюдавшийся с $10^h08^m,5$ до 10^h30^m ; оставался еще видимым при конце наблюдения. Координаты 25° N, 90° E, интенсивность 3^+ .

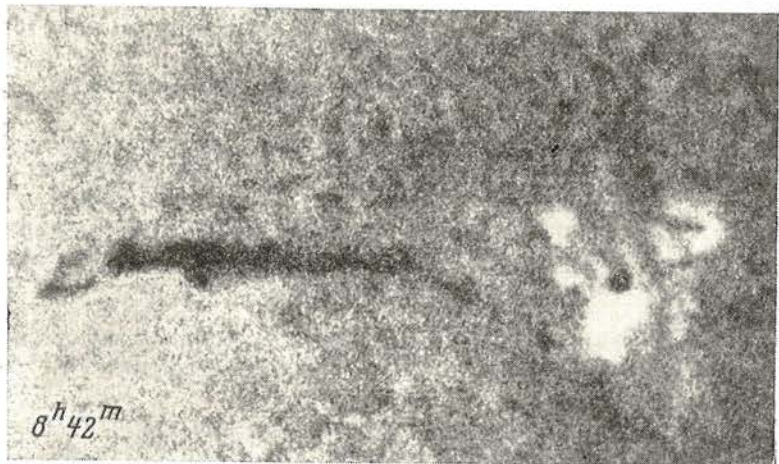
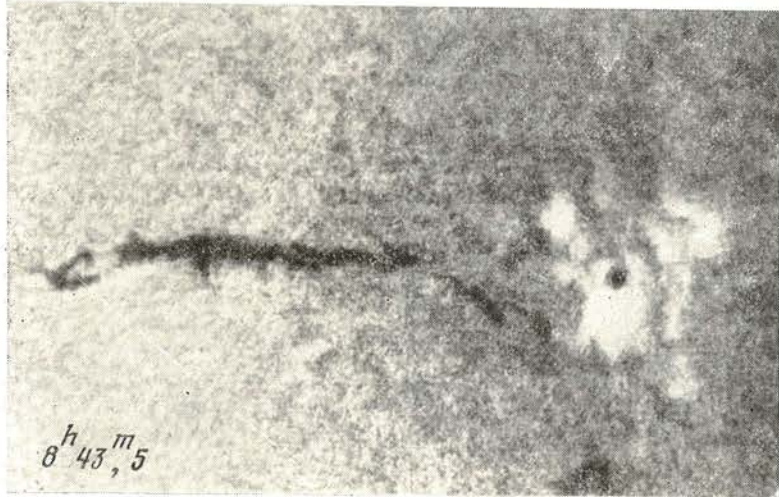
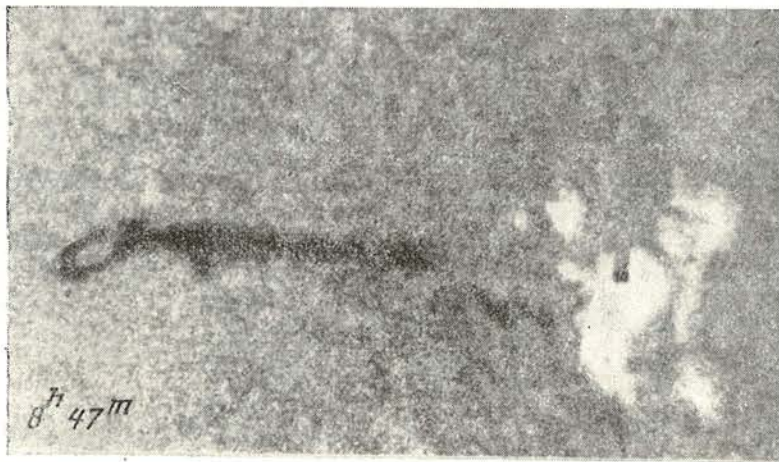


Рис. 1. Положение темного волокна, не лежащего на пути яркого выброса (моменты времени $8^h 42^m$; $8^h 43^m,5$; $8^h 47^m$)

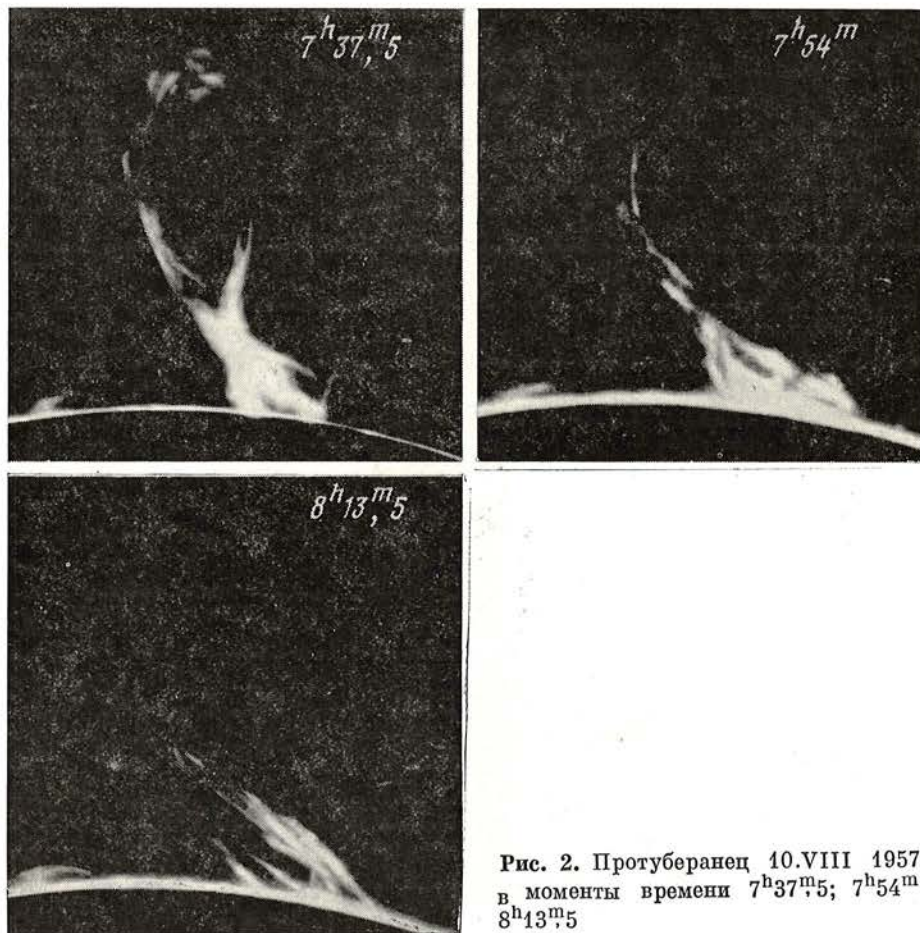


Рис. 2. Протуберанец 10.VIII 1957 г. в моменты времени $7^{\text{h}}37^{\text{m}}5$; $7^{\text{h}}54^{\text{m}}$ и $8^{\text{h}}13^{\text{m}}5$

Протуберанец 3.XII 1958 г., возникший от протонной вспышки того же числа, наблюдавшийся с $7^{\text{h}}02^{\text{m}}$ до $11^{\text{h}}30^{\text{m}}$. Координаты 15° N, 90° E, интенсивность 3.

В южном полушарии наблюдались следующие эруптивные протуберанцы:

Протуберанец 10.VIII 1957 г., возникший от протонной вспышки того же числа, наблюдался с $6^{\text{h}}54^{\text{m}}5$ до $8^{\text{h}}08^{\text{m}}$. С $7^{\text{h}}36^{\text{m}}$ до $8^{\text{h}}08^{\text{m}}$ снят фильм протуберанца. Координаты 28° S, 90° W. Интенсивность 3^+ .

На рис. 2 дается вид протуберанца для трех моментов времени.

Протуберанец 26.XI 1957 г. (протонная вспышка, возбудившая этот протуберанец, не найдена) наблюдался с $9^{\text{h}}20^{\text{m}}$ до $14^{\text{h}}50^{\text{m}}$. Координаты 20° S, 90° E. Интенсивность 2.

Протуберанец 23.III 1958 г., возникший от мощной протонной вспышки того же числа, наблюдался с $9^{\text{h}}50^{\text{m}}$ до $14^{\text{h}}45^{\text{m}}$. Координаты 14° S, 90° E. Интенсивность 3^+ .

Протуберанец 14.IX 1958 г., возникший от протонной вспышки того же числа и наблюдавшийся с $8^{\text{h}}30^{\text{m}}$ до $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$. Координаты 12° S, 90° W. Интенсивность 2.

Явления вне зоны пятен

1. Известно, что в фотосфере выше зоны пятен наблюдаются факельные поля. Возможно, что это места зарождения будущих пятен, постепенно спускающиеся к экватору. В [11] было показано, что таким факельным полям фотосферы в хромосфере соответствуют более яркие места

(флоккулы). По-видимому, под действием ударной волны там и развиваются высокоширотные вспышки. В [2] учет высокоширотных вспышек был сделан с гелиографической широты 40° . Сопоставление наблюдаемых протонных вспышек с высокоширотными дало положительный результат менее чем в 50%. В настоящей работе учет высокоширотных вспышек был начат с широты 35° . Выяснилось прежде всего, что вспышки вне зоны пятен делятся на два класса по своей природе: вспышки непосредственно над зоной пятен (широты $35-40^\circ$) и вспышки высокоширотные (40° и выше). Вспышки первого класса отличаются кратковременным существованием. Общее число наблюдаемых вспышек 112. Главная масса этих вспышек по времени существования сосредоточивается в интервале от 1 до 30^m (80,4%), имея максимум в интервале от 11 до 20^m (39,3%). Неясно, что представляют собой эти вспышки (яркие выбросы из периферии полутени большого пятна?). Интенсивность этих вспышек оценивается в основной массе баллами 1 и 2 и только изредка превышает балл 2. Сопоставление вспышек первого класса (зона $35-40^\circ$) с протонными вспышками показало, что никакого соответствия между двумя указанными явлениями не имеется.

Выбор нижнего предела в работе [2] для высокоширотных вспышек был сделан удачно: только пять вспышек из зоны широт $35-40^\circ$, лежащие на широте $39-40^\circ$, перешли в класс высокоширотных вспышек. Связь высокоширотных вспышек с протонными очевидна. Время существования высокоширотных вспышек составляет в основном от нескольких часов до нескольких суток. Рекордное значение, равное 14 сут, дает вспышка, появившаяся 4.VI 1958 г. на северо-восточном краю Солнца (координаты: $44^\circ N$, $75^\circ E$) и продержавшаяся вплоть до 18.VI (координаты: $44^\circ N$, $90^\circ W$). Эта вспышка попала под действие двух протонных вспышек 4 и 8.VI (особо мощная вспышка). Медонская обсерватория, ведущая наблюдение активных центров на Солнце, относит указанную вспышку к активному центру № 102. Второй по длительности существования была вспышка, появившаяся 6.X 1957 г. вблизи центрального меридиана в северном полушарии (координаты $42^\circ N$, $03^\circ E$), продержавшаяся 9 сут, вплоть до 15.X (координаты $41^\circ N$, $90^\circ W$). Медонская обсерватория все появления этой высокоширотной вспышки относит к активному центру № 15.

Только для зимних периодов не были найдены протонные вспышки, возбуждающие высокоширотные, указанные наблюдениями единственных обсерваторий. Но в зимние периоды вообще мало наблюдений как протонных, так и высокоширотных вспышек. Следует также указать, что при многих протонных вспышках участки хромосферы, подверженные действию ударной волны, не выходили за пределы зоны пятен и не могли возбуждать высокоширотные вспышки. Учитывая, что более половины всех наблюдаемых высокоширотных вспышек в работе [6] относятся только к двум указанным высокоширотным вспышкам (октябрь 1957 г. и июнь 1958 г.), следует отметить, что число высокоширотных вспышек в эпоху МГГ (т. е. эпоху максимума солнечной активности) совсем невелико. Вблизи минимумов солнечной активности, когда появляются высокоширотные группы солнечных пятен нового цикла, несомненно, что число высокоширотных вспышек значительно увеличивается. Однако систематических наблюдений в эпохи минимумов не проводилось.

2, 3. Высокоширотные волокна в близполюсных районах и эруптивные протуберанцы вне зоны пятен тесно связаны друг с другом, так как упомянутые протуберанцы возникают на базе распадающихся полярных волокон. Полярное волокно, длительное время существующее спокойно и совершающее иногда не один оборот вокруг Солнца, внезапно начинает быстро изменяться: оно распадается, частично исчезает, а на лимбе у основания такого волокна вспыхивает эруптивный протуберанец. Эруптивные протуберанцы, возникающие на базе полярных волокон, четко

отличаются от эруптивных протуберанцев активных областей. Они много слабее последних, поднимаются на высоты не более 300—400 тыс. км, простираются вдоль лимба в сторону экватора. Они не имеют лучистой, струйчатой структуры эруптивных протуберанцев активных областей, а представляют собой как бы полосы плетеного кружева с узелками и расходящимися дорожками. Такая полоса сверху и снизу окаймляется дугами, параллельными лимбу.

Несколько раз (в течение 1950—1958 гг.) удавалось проследить, как такая полоса, все более удаляясь от места выброса, переходила через экватор Солнца, приближалась к лимбу и вливалась в активный центр группы пятен, находящийся вблизи лимба. Проследить, впадает ли такой протуберанец в полутень пятна, не удавалось, так как навстречу падающему протуберанцу (у места падения на диск) возникал лучистый эруптивный протуберанец, поднимавшийся до высоты нескольких десятков тысяч километров. Не удалось также проследить, что делалось с протуберанцем: разрывался ли он в своей средней части (подобно замечательному протуберанцу, снятому 4.VI 1946 г. на обсерватории Клаймакс) или материя просто перекачивалась из одного полушария Солнца в другое.

Сведений о распаде волокон и высокоширотных эруптивных протуберанцев чрезвычайно мало. За период МГГ в [6] указывается всего один эруптивный протуберанец на широте 50° S, 90° E, 8.IX 1957 г. Соответствующей протонной вспышки, могущей возбудить этот протуберанец, не было найдено. По-видимому, высокоширотные эруптивные протуберанцы и распад полярных волокон возникают только под действием особо мощных протонных вспышек, когда огромные области хромосферы, подверженные возмущению, достигают высоких широт.

При выполнении работы возникали затруднения по следующим причинам: многие протонные события не были охвачены наблюдениями (на это указывают космические и радиоизмерения); большой разброс в оценке координат солнечных деталей, затрудняющий отождествление; некоторые несоответствия в [5]; малые интервалы наблюдений отдельных обсерваторий (многие обсерватории, даже во время МГГ, проводили наблюдения только в отведенные им получасовые интервалы).

Возникновение протонных вспышек происходит в непосредственной близости больших пятен, а именно: они происходят у периферии полутеней больших пятен. Протонная вспышка, возникшая у головного пятна группы, дает выброс глубинной материи и направление ударной волны в сторону восточного края Солнца. Наоборот, протонная вспышка, возникшая у хвостового пятна группы, дает выброс глубинной материи и направление ударной волны в сторону западного края Солнца.

Перед началом вспышки во флоккуле, окружающем большое пятно, происходят некоторые изменения и перемещения яркости, примерно в том месте, где образуется очаг вспышки. Затем глубинная материя с огромной скоростью вырывается из недр Солнца под некоторым углом к поверхности Солнца. Быстро происходит смещение поднимающейся глубинной материи с более холодной окружающей хромосферой, и дальше движется уже не яркий, а темный выброс. Это происходит чрезвычайно быстро, из-за чего довольно редко удается отметить явление протонной вспышки с самого начала. На кривой интенсивности вспышки, если она захвачена с самого начала, стремительно поднимается вверх высокий выступ, а через несколько минут так же стремительно падает, так как яркая глубинная материя уже смешалась с окружающей хромосферой [12]. Очень редко удается зафиксировать процесс смещения поднимающейся глубинной материи с хромосферой (см. рис. 1, в $8^{\text{h}}47^{\text{m}}$). По-видимому, это явление происходит чрезвычайно быстро, всего за одну минуту. Иногда, если рядом с группой протонной вспышки находится соседняя большая группа пятен, получается, что интенсивность соседней группы несколько

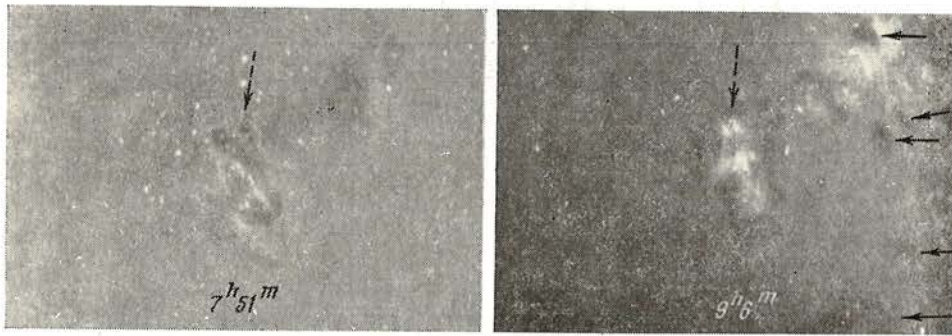


Рис. 3. Продвижение волн по поверхности Солнца при вспышке 8.VI 1958 г. □

Штриховыми стрелками указаны место будущей вспышки (7^h51^m) и вспышка (9^h6^m), сплошными — темные волны при вспышке

больше интенсивности группы протонной вспышки. Это происходит потому, что все флоккулы соседней группы возгораются под действием ударной волны, а в группе протонной вспышки этого может и не быть.

Особо мощные протонные вспышки происходят довольно редко, по-видимому, не чаще одного-двух раз в год. У особо мощных протонных вспышек диаметр очага вспышки значительно больше очага простых протонных вспышек, а ударная волна, быстро расширяясь, широким фронтом продвигается по поверхности Солнца, подвергая возмущению очень большую поверхность. Такие вспышки вызывают на Солнце самые мощные возмущения вплоть до близполюсных районов, где возникают распады высокоширотных волокон и эруптивные протуберанцы вне зоны пятен. Даже во время наблюдений (в перерывах между экспозициями) можно увидеть, как на поверхности Солнца в линии H_α вздымаются и опускаются гребни волн, быстро продвигающиеся к лимбу, возникающие под действием ударной волны. Эти волны очень похожи на волны Мортонна [13], и, может быть, здесь наблюдается одно и то же явление. Рис. 3 показывает, как продвигаются волны на поверхности Солнца.

Выражаю глубокую благодарность Ю. М. Слоним, К. Ф. Кулеповой, З. А. Щербаковой за выписку из [6] необходимых материалов для выполнения работы. Особо благодарю М. Б. Огирь за постоянную помощь в подборе материалов наблюдений и корректуру двух последних моих работ.

Апрель 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Северный А. Б., Шапошникова Е. Ф. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
2. Шапошникова Е. Ф. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 49.
3. Деоряшин А. С. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 305.
4. Чарахчян А. Н., Чарахчян Т. Н. — Геомагнетизм и аэрномия, 1962, 2, № 5, 289.
5. Левицкий Л. С. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 41—42, 203.
6. Quart. Bull. Solar Activity, 1957—1958, N 119—124.
7. Shoichi Y. — Tokyo Astron. Bull. Tokyo Astron. Observ., May 31, 1974, N 207, 2421.
8. Shaposhnikova E. F. Zvaigznota Debess (in print).
9. Dodson H. W., Hedeman E. R., Kalner S. W., Lin R. P. — Solar Phys., 1969, 6, N 2, 294.
10. Dodson H. W., Hedeman E. R., Rovira M. M. de. — Solar Phys., 1972, 23, N 2, 360.
11. Стоянова М. Н. — Изв. ГАО. Пулково, 1967, 24, № 6, 81.
12. Шапошникова Е. Ф., Огирь М. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 21, 102.
13. Athay R. G., Moreton G. E. — Astrophys. J., 1961, 133, 935.

ВЛИЯНИЕ СЕКТОРНОЙ СТРУКТУРЫ
МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ДЕКАМЕТРОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ЮПИТЕРА

Л. С. Левицкий, Б. М. Владимирский

Обработка данных наблюдений декаметрового спорадического радиоизлучения Юпитера, проведенных в Боулдере [4—7] в 1961—1968 гг., показала, что прохождение секторных границ межпланетного магнитного поля близ планеты влияет на интенсивность этого излучения. Излучение наблюдается с повышенной вероятностью при смене знака межпланетного поля с отрицательного на положительный и, видимо, остается повышенным в пределах сектора положительной полярности. Обнаруженный эффект свидетельствует о том, что декаметровое радиоизлучение Юпитера аналогично по своей природе «километровому авроральному радиоизлучению» Земли, а секторная структура межпланетного магнитного поля сохраняется до 5 а. е.

THE RELATION BETWEEN SECTOR STRUCTURE OF INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD AND DECA-METRIC RADIO NOISE OF THE JUPITER, by *L. S. Levitsky* and *B. M. Vladimirovsky*.— The observations of decametric radio noise of Jupiter made in Boulder [4—7] for years 1961—1968 were analysed to search an effect of passage the boundaries of the sectors of interplanetary magnetic field near the planet. It was revealed that occurrence probability of the emission, its intensity and burstness increase near the boundaries in which the polarity changes from toward the Sun («—») to away the Sun («+»). The conclusions are made that 1) decametric radio emission of the Jupiter is similar to «aurorae kilometeric radiation» of the Earth, and 2) sector structure of interplanetary magnetic field is stable up to 5 a. u.

Изучение спорадического радиоизлучения Земли на частотах $\sim 100 \div 300$ кГц привело к заключению о существовании глубокой аналогии этого явления с декаметровым спорадическим радиоизлучением Юпитера. «Авроральное километровое излучение» Земли (см. в качестве обзора [1]), как и спорадическое излучение Юпитера, является узконаправленным, имеет ту же пиковую мощность ($\sim 10^8 \div 10^9$ Вт) и сопоставимые временные характеристики. Есть веские основания полагать, что механизм возбуждения излучения является одним и тем же [2].

Земное километровое излучение, как установлено, тесно коррелирует с появлением дискретных дуг полярных сияний и связано с осадением в ионосферу электронов ~ 1 кэВ. С другой стороны, известно, что эти последние события обнаруживают сильную зависимость от знака межпланетного магнитного поля. Например, для северного полушария Земли величина потока значительно больше в пределах сектора межпланетного магнитного поля положительной полярности [3] (это соответствует случаю, когда межпланетное магнитное поле антипараллельно силовым линиям магнитосферного шлейфа данного полушария). Картина повторяется через 27 дней, если секторная структура не изменяется существенно от оборота к обороту.

Изложенное выше позволяет предположить, что декаметровое радиоизлучение Юпитера также должно быть чувствительно к смене знака межпланетного магнитного поля. Такое предположение будет, конечно, справедливым, если секторная структура межпланетного магнитного поля сохраняется до 5 а. е. Тем самым, исследуя радиоизлучение Юпитера, можно решить вопрос о сохранении секторной структуры межпланетного поля на орбите Юпитера. Прямые измерения, по-видимому, определенно указывают на то, что такая устойчивость имеет место. Ниже излагаются результаты поиска влияния секторной структуры на спорадическое радиоизлучение Юпитера.

1. ■ Материал и его обработка

Материалом для анализа служили многолетние радионаблюдения Юпитера, проводимые в Боулдере (США) на интерферометре с перестройкой по частоте в полосе 7—41 МГц [4—7]. Использовались данные за период 1961—1968 гг., когда вероятность наблюдения спорадического излучения из-за известных геометрических эффектов была достаточно велика. Для каждой оппозиции рассматривался интервал времени 3,5 месяца до момента оппозиции и 1,5 месяца после момента оппозиции (как в [8,9]). Для каждого дня указанного интервала определялись следующие четыре индекса:

1) вероятность появления излучения W , определяемая как:

$$W = \frac{1}{\Delta T} \sum \Delta t_n,$$

где $\sum \Delta t_n$ — полная длительность всех наблюдавшихся всплесков за данный день при длительности наблюдений в этот день ΔT ;

2) индекс активности I :

$$I = \frac{1}{\Delta T} \sum \Delta t_n \cdot i_n,$$

здесь i_n — интенсивность излучения, оцениваемая по трехбалльной шкале;

3) средняя интенсивность излучения, подсчитываемая по соотношению

$$i = (\sum \Delta t_n \cdot i_n) / \sum \Delta t_n;$$

4) среднее число секундных L -всплесков («burstness») b в интервале наблюдения радиоизлучения:

$$b = (\sum \Delta t_n \cdot b_n) / \sum \Delta t_n,$$

где b_n измеряется по четырехбалльной шкале (остальные обозначения те же).

Сопоставление проводилось с границами секторов межпланетного магнитного поля, собранных в каталоге [10]. Выбирались только те случаи, когда полярность поля оставалась неизменной по крайней мере 4 дня по обе стороны границы, а положение самой границы на диаграмме Бартельса в течение двух последующих оборотов Солнца изменялось не более чем ± 2 дня. Учитывался эффект Розенберга [11], так что анализировались лишь те интервалы времени, когда гелиошироты Земли и Юпитера имели один и тот же знак. Для 1965—1968 гг. в соответствии с ранее полученными результатами [12] считалось, что положение экваториальной зоны в солнечном ветре было смещено к югу на 4° .

В момент оппозиции секторная граница будет проходить близ Юпитера спустя 18^d после прохождения границы у Земли (в предположении, что скорость солнечного ветра будет неизменной, а расстояние Юпитер—Земля 4,0 а. е.). Поскольку синодический период вращения Солнца при наблюдении с Юпитера составляет $25^d,5$, то эта же граница будет у Юпитера также за $\sim 7^d$ до ее прохождения у Земли (предыдущий солнечный

оборот). Ожидаемое время прохождения границы у Юпитера (и соответственно эффект в его радиоизлучении) будет смещаться относительно указанных величин по следующим причинам.

1. Использование данных наблюдений до и после оппозиции. При положении Земли до противостояния граница сектора придет к Юпитеру позже, в противоположном случае — раньше. Для названного выше интервала 3,5 месяца до оппозиции — 1,5 месяца после оппозиции приход границы к Юпитеру должен ожидаться в интервале 15 — 26^d после прохождения границы у Земли. Для предыдущего оборота этот интервал соответственно составляет 10^d до прохождения границы — 1^d после ее прохождения.

2. Изменение расстояния Земля—Юпитер от одного противостояния к другому. Максимальное различие в расстоянии для 1961—1968 гг. составляет 0,44 а. е., что эквивалентно возможному смещению границы приблизительно в 2^d.

3. Неточность в фиксировании момента прохождения границы у Земли. Ошибка в определении положения границы у Земли $\pm 1^d$.

4. Непостоянность в положении границы на диаграмме Бартельса от одного оборота к другому (близ Земли, от данного оборота к следующему $\leq \pm 2^d$).

Таким образом, при рассмотрении некоторого набора случаев время запаздывания в приходе границы сектора к Юпитеру относительно момента наблюдения данной границы у Земли должно быть некоторым образом распределено близ средних величин (18^d после прохождения границы у Земли, 7^d до прохождения).

2. Метод поиска.

Результаты сопоставления

Использовался метод наложения эпох. Чтобы можно было представить наглядно возможный характер итогового графика при применении этого метода, первоначально строились графики, которые имитировали ожидаемый эффект. В простейшем случае предполагалось, что в двухдневный интервал прохождения данной границы близ Юпитера должно наблюдаться радиоизлучение (условный «индекс» равен 1), отсутствующее в остальные дни («индекс» 0). За нулевой день принят день прохождения границы у Земли. При определении запаздывания в приходе границы к Юпитеру учитывалось положение Земли относительно момента противостояния и изменение расстояния от Земли до Юпитера от оппозиции к оппозиции. Эти имитационные графики представлены на рис. 1 для двух типов границ (изменение знака поля от отрицательного к положительному и наоборот). Использован весь набор случаев, отобранных из упомянутого каталога. На рис. 2 аналогичный имитационный график построен для более близкой к реальности ситуации. В данном случае предполагалось, что радиоизлучение наблюдается на протяжении всего сектора положительной полярности, но вероятность его появления в первые двое суток (от момента прохождения границы) в $\sim 3,5$ раза больше, чем в среднем по сектору. Такое распределение вероятности появления излучения аналогично распределению геомагнитной активности в пределах сектора. В секторе отрицательной полярности радиоизлучение отсутствует. Из рассмотрения приведенных графиков видно, что появление радиоизлучения при прохождении границы проявляется в виде двух максимумов, расположенных у -7 и $+18^d$ в соответствии со сказанным в предыдущем разделе. Третий максимум наблюдается в интервале $+5 - +8^d$. Он является следствием переналожения эффектов, поскольку синодический период 25^d5 оказывается кратным средней протяженности сектора в использованном наборе случаев. Если вводится предположение о различии вероятности появления радиоизлучения в

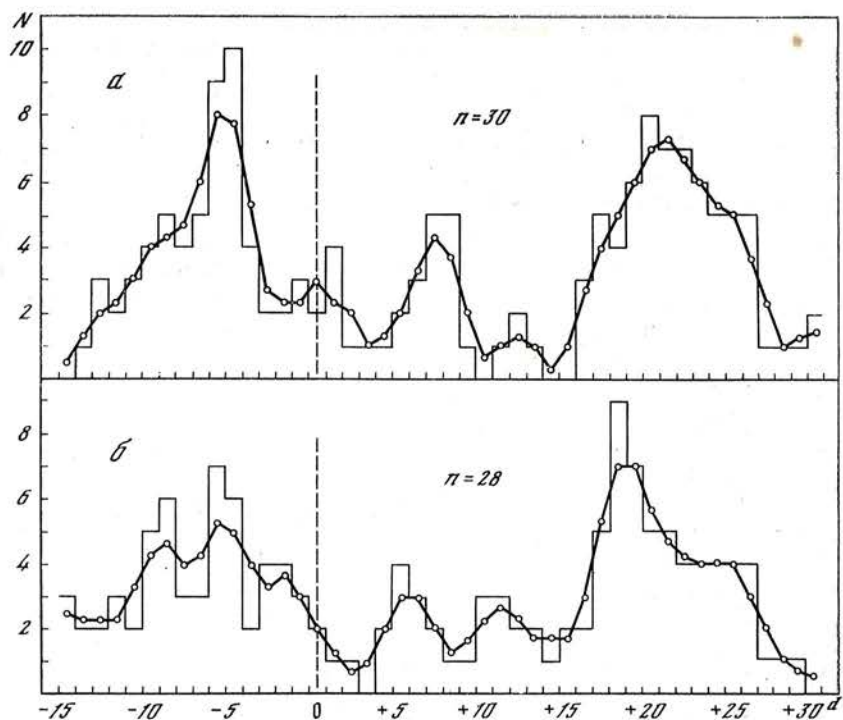


Рис. 1. Изменение средних значений условного индекса радиоизлучения Юпитера (единица — излучение присутствует, нуль — излучение отсутствует) N для случая, когда радиоизлучение возбуждается только на границах сектора независимо от их знака

a — переход «—, +»; b — переход «+, —»; n — число случаев прохождения границ. Круги — сглаженные значения чисел гистограммы. Нулевой день — день прохождения границы у Земли

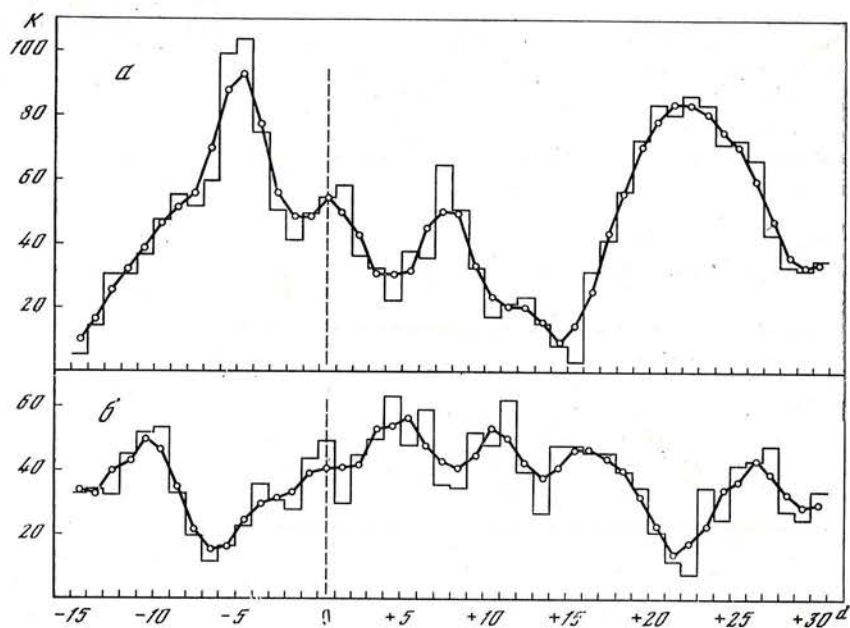


Рис. 2. График, аналогичный рис. 1, но имитирующий случай, когда радиоизлучение возбуждается только вблизи границы сектора положительного знака

Условный индекс радиоизлучения K в 2—4 раза выше у границы «+ сектора», чем среднее в пределах сектора; a — переход «—, +», b — переход «+, —»

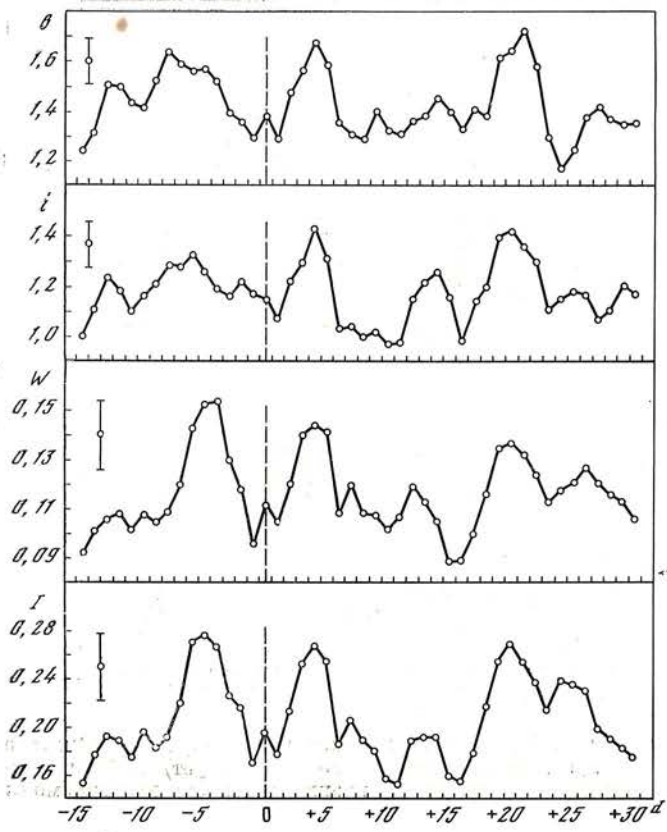


Рис. 3. Изменение средних значений реальных индексов радиоизлучения Юпитера для того же набора границ, что на рис. 1, 2. Переход «-, +»

b — число; L — всплесков;
 i — интенсивность; W —
 вероятность; I — актив-
 ность. Проведено сглажива-
 ние по трем соседним точкам,
 как на рис. 1, 2

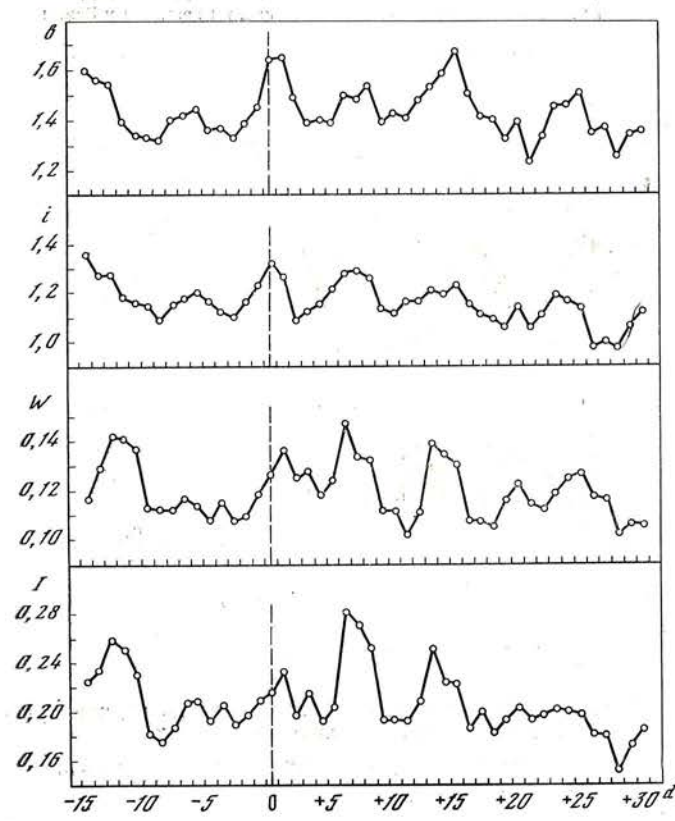


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для перехода «+, -»

пределах секторов разного знака, кривые видоизменяются. В частности, когда радиоизлучение имеет место в секторах положительной полярности, описанная картина с двумя максимумами сохраняется для границ «—, +» (рис. 2, а), однако максимумы исчезают для случая границ «+, —» (рис. 2, б).

Далее, аналогичные графики наложения эпох были построены для реальных значений индексов b , i , W , I , вновь отдельно для двух типов границ («—, +» и «+, —»). Они представлены на рис. 3 и 4. Сравнение этих результатов с имитацией (примеры которой приведены на рис. 1, 2) показывает, что эффект прохождения границ для реальных индексов очень похож на случай, показанный на рис. 2. Отсюда можно заключить, что вероятность наблюдения радиоизлучения, его интенсивность и число L -всплесков возрастают при прохождении близ Юпитера границы «—, +», причем излучение остается повышенным, по-видимому, в пределах всего сектора положительной полярности.

Для проверки реальности обнаруженного эффекта графики наложения эпох для всех четырех индексов и обоих типов границ были построены в другом варианте — для случая, когда за нулевой день принимался день прохождения данной границы у Юпитера. Соответствующая дата определялась с учетом положения Земли относительно момента оппозиции и расстояния между планетами. Вывод, который можно сделать из рассмотрения этих графиков, вполне аналогичен только что изложенному.

Заключение

Представленные данные определенно свидетельствуют, что прохождение секторных границ межпланетного магнитного поля около Юпитера влияет на его спорадическое радиоизлучение. Такого эффекта следует ожидать, если декаметровое излучение Юпитера сходно по своей природе с «авроральным километровым радиоизлучением» Земли, а сами секторные границы сохраняются (устойчивы) до 5 а. е. Обнаруженное различие влияния границ разных типов можно понять, если предположить, что величина потока электронов, осаждающихся в верхнюю ионосферу планеты и ответственных за радиоизлучение, зависит от знака межпланетного поля — аналогично тому, как это имеет место для Земли.

На Земле величина потока электронов, осаждающихся в полярную зону, возрастает в тех случаях, когда имеется компонента межпланетного поля, антипараллельная магнитному полю планеты в данном интервале местного времени. С ночной стороны этому соответствует (для северного полушария) сектор положительного знака. С дневной стороны, как хорошо известно, важное значение имеет южная компонента межпланетного поля. В случае Юпитера пока, конечно, трудно сказать, в какой именно конкретной конфигурации поля реализуется пересоединение силовых линий межпланетного поля и поля планеты. Если учесть, что диполь Юпитера ориентирован противоположно земному, радиоизлучение принимается с северной полярной зоны с дневной стороны, а магнитосфера планеты имеет форму диска, усилению радиоизлучения при переходе «—, +» может соответствовать пересоединение радиальной компоненты межпланетного поля в пределах сектора положительной полярности. Во всяком случае, обнаруженная зависимость позволяет заключить, что границы секторов межпланетного поля остаются устойчивыми на расстояниях до 5 а. е., а само радиоизлучение Юпитера сходно со спорадическим земным радиоизлучением на частотах порядка 200 кГц.

Май 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Gurnett D. A.*— In: *Magnetospheric Particles and Fields* B. McCormac (Ed.), Reidel Publ., Co., 1976.
2. *Melrose D. B.*— *Astrophys. J.*, 1976, **207**, 651.
3. *Mansurov S. M., Mansurova L. G., Rapoport Z. Ts.*— *Planet and Space Sci.*, 1976, **24**, 55.
4. *Warwick J. W., Kreiss W. T.*— *IGY Solar Activity Rept. Ser.*, 1964, N 28.
5. *Warwick J. W., Dulk G. A.*— *IGY Solar Activity Rept. Ser.*, 1967, N 32.
6. *Warwick J. W., Dulk G. A.*— *IGY Solar Activity Rept. Ser.*, 1966, N 34.
7. *Warwick J. W., Dulk G. A., Sevann D. C.*— *Rept. UAG-25*, Febr. 1973.
8. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.*— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1974, **52**, 158.
9. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.*— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1976, **55**, 81.
10. *Svalgaard L.*— *Suipr Report*, N 629. Jun., 1975.
11. *Wilcox J. M., Scherrer P. H.*— *J. Geophys. Res.*, 1972, **77**, 5398.
12. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.*— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1974, **49**, 31.

**ПОЛЯРИЗОВАННОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ
ПРОТОННОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ 4.VII 1974 г.
НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5 и 3,5 см**

А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев,
Л. И. Цветков

Рассмотрено поляризованное по кругу радиоизлучение протонной области на Солнце 4.VII 1974 г. на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Наблюдения проводились на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Основные результаты.

1. Степень поляризации радиоизлучения локального источника в рассматриваемом диапазоне воли увеличивается с уменьшением длины волны.
2. Перед мощным радиовсплеском, связанным с протонной вспышкой, в течение двух часов наблюдалось уменьшение степени поляризации излучения локального источника на волне 1,9 см.
3. Степень поляризации радиоизлучения локального источника на волне 1,9 см наряду с общим предвсплесковым уменьшением обнаруживает изменения со средним периодом 20 мин.
4. Значение степени поляризации радиоизлучения на затухающей части мощного всплеска было выше, чем в начальной его стадии.

THE POLARIZED RADIO EMISSION OF THE PROTON REGION ON THE SUN ON JULY 4, 1974 AT THE WAVELENGTHS 1,9; 2,5 AND 3,5 CM, by A. F. Bachurin, A. S. Dvoryashin, N. N. Erjushev, L. I. Tsvetkov.— The circularly polarized radio emission of the proton region on the Sun on July 4, 1974, at the wavelengths 1,9; 2,5 and 3,5 cm has been studied. The observations were carried out with the 22-meter radio telescope of the Crimean observatory.

Main results were as follows.

1. The degree of circular polarization of the local radio source emission in the considered wavelength range increased with decreasing wavelength.
2. Before the beginning of proton flare, during two hours the decreasing of the polarization degree of local source radio emission on the wavelength 1,9 cm was observed.
3. The degree of circular polarization of the local source radio emission on this wavelength before great burst had variations with the average period of 20 min.
4. The value of degree of polarization of the radio emission during decay period of the great burst was higher than one at beginning stage.

Протонная область на Солнце № 96 [1] (McMath Region 13043) 4.VII 1974 г. находилась вблизи центрального меридиана (15 S, 7 W) и была вспышечно активной. Полная интенсивность радиоизлучения (поляризованного плюс неполяризованного) локального источника, связанного с этой группой, на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см рассмотрена ранее [2,3]. Спектр радиоизлучения локального источника имел ту особенность, что 2,3 и 4.VII 1974 г. плотность потока излучения на волне 2,5 см была выше, чем на волне 3,5 см. Наблюдалась значительные изменения интенсивности радиоизлучения источника со временем. Обнаружены непродол-

жительные слабые всплески с необычным спектром, у которых плотность потока радиоизлучения в рассматриваемом диапазоне в максимуме увеличивалась с уменьшением длины волны. 4.VII в этой области возникла протонная вспышка, которая сопровождалась мощным всплеском радиоизлучения.

Представляет интерес рассмотреть поляризованное радиоизлучение области № 96. Здесь мы ограничимся изучением поляризованного по кругу радиоизлучения ($L - R$) этой области 4.VII 1974 г. Наблюдения проведены на РТ-22 КАО АН СССР с использованием трехканального радиополяриметра, описанного в [4].

1. Локальный радиоисточник]

Группа пятен № 96 имела сложную структуру. Зарисовка группы с указанием напряженностей магнитного поля в пятнах приведена на рис. 1, взятом из [5]. На основании рис. 1 можно заметить, что определяющей по площади является хвостовая часть группы с преобладанием магнитного поля S-полярности.

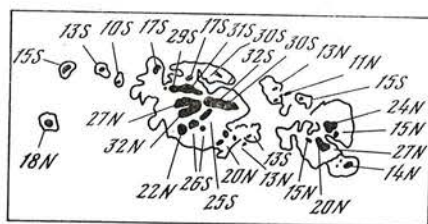


Рис. 1. Зарисовка группы пятен № 96 на Солнце по [5] (8^h15^m UT 4.VII 1974 г.)

На рис. 2—4 представлены кривые изменения интенсивности поляризованного по кругу радиоизлучения локального источника, связанного с группой № 96 (по осям ординат отложены значения антенной температуры T_a), и степени поляризации излучения ρ . Значения интенсивности поляризованного излучения снимались с лент самописцев через 30 с. Усредненные за две минуты данные нанесены на рис. 2—4. Разрывы кривых в 7^h08^m, 9^h02^m, 10^h36^m и 11^h34^m UT обусловлены переустановкой радиотелескопа по максимуму полной интенсивности источника, который, по-видимому, несколько не совпадал с максимумом поляризованного излучения. Степень поляризации определялась как отношение интенсивности поляризованного излучения ($L - R$) к полной интенсивности ($L + R$)

$$\rho = (L - R)/(L + R).$$

В радиоизлучении локального источника (см. рис. 2—4) в течение дня преобладало излучение, поляризованное по левому кругу. Интенсивность поляризованного радиоизлучения источника претерпевает заметные изменения со временем. Общий ход этих изменений в течение дня в целом следует ходу изменения полной интенсивности (см. [2]). В качестве иллюстрации сглаженные кривые для полной интенсивности и поляризованного излучения в интервале 11^h20^m — 13^h50^m UT приведены на рис. 5. Сглаживание проводилось путем последовательного (скользящего) усреднения данных по трем точкам. Из рис. 5 можно видеть общее соответствие деталей на кривых, однако наблюдаются отдельные отличия в них на разных длинах волн. Вариации интенсивности поляризованного радиоизлучения (см. рис. 2—4) состоят как из быстрых изменений, связанных со всплесками, так и относительно плавных флуктуаций излучений самого локального источника. Всплески возникали группами, например в 8^h00^m и 10^h30^m UT; в первом случае они возникали примерно через 10 мин, во втором — через 16 мин.

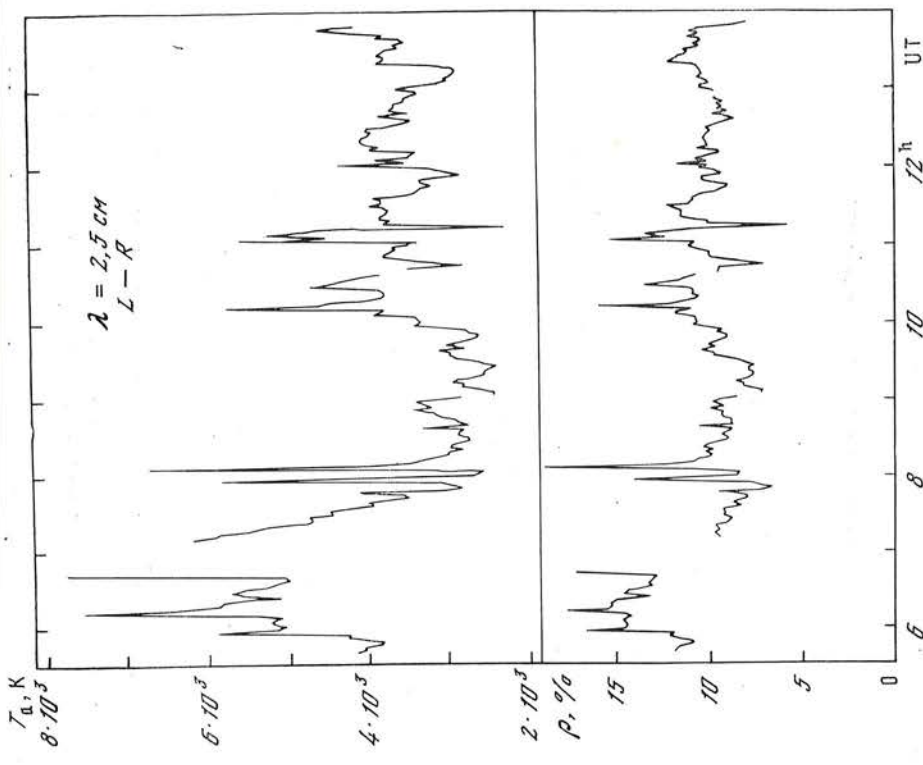


Рис. 2. Изменения поляризованного по кругу радионизлучения локального источника на Солнце в антенных температурах T_a и степени поляризации излучения p на волне 3,5 см 4.VII 1974 г.

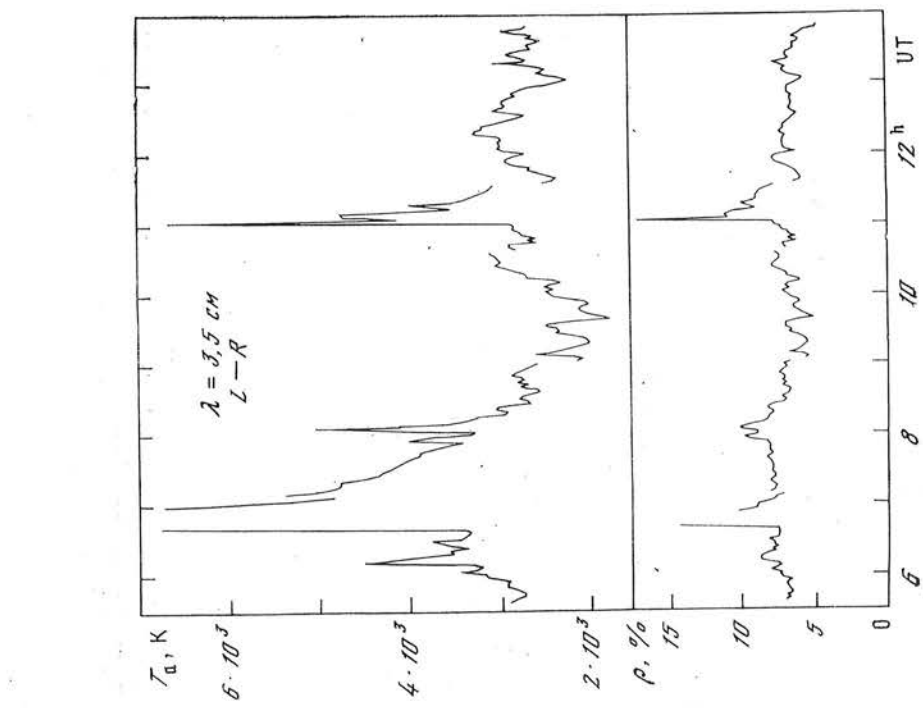


Рис. 3. Изменения поляризованного по кругу радионизлучения локального источника на Солнце в антенных температурах и степени поляризации излучения в процентах на волне 2,5 см 4.VII 1974 г.

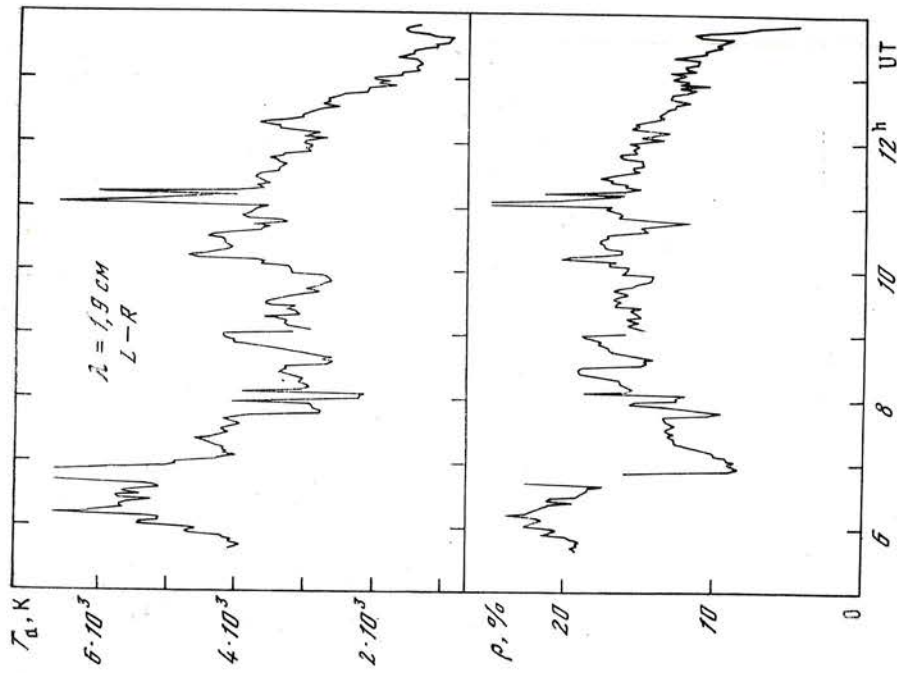


Рис. 4. Изменения поляризованного по кругу радиоглу-
чения локального источника на Солнце в антенных темпера-
турах и степени поляризации излучения в процентах на вол-
не 1,9 см 4.VII 1974 г.

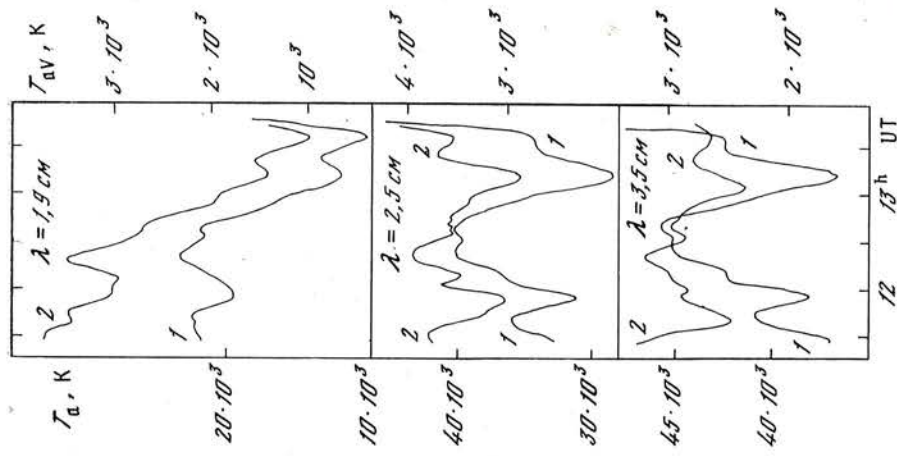


Рис. 5. Сглаженные кривые изменения полной интенсивнос-
ти (кривые 1, шкала слева) и поляризованного по кругу из-
лучения (кривые 2, шкала справа) локального источника в
интервале времени 11^h20^m — 13^h50^m UT 4.VII 1974 г. на
разных волнах

На волне 1,9 см максимальные отклонения величины антенной температуры локального источника (без учета больших всплесков) в течение дня составляют примерно ± 2000 К при среднем значении 3000 К; на волне 2,5 см ± 1000 К при среднем значении 4000 К; на волне 3,5 см ± 800 К при среднем значении 3000 К. Относительно большое отклонение антенной температуры от среднего значения на волне 1,9 см вызвано значительным понижением ее начиная с 12^h00^m UT.

Из рис. 2—4 видно, что ход кривых для степени поляризации достаточно хорошо коррелирует с ходом кривых для интенсивности поляризованного излучения. Средняя за день степень поляризации локального источника на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см без учета больших всплесков и указанного выше спада антенной температуры поляризованного излучения на волне 1,9 см составляет соответственно 17, 11 и 7%. Таким образом, в рассматриваемом диапазоне длин волн степень круговой поляризации радиоизлучения локального источника 4.VII 1974 г. растет с уменьшением длины волны.

Следует отметить различный характер изменения величины ρ на разных волнах непосредственно после всплеска, начавшегося в 6^h40^m UT, в интервале времени 7^h00^m — 8^h00^m UT. На волне 3,5 см степень поляризации после всплеска оставалась равной довсплесковому значению. На волне 2,5 см ее значение после всплеска уменьшилось по сравнению со значением до всплеска и в рассматриваемом промежутке времени (7^h00^m — 8^h00^m UT) оставалось приблизительно постоянным. На волне 1,9 см значение ρ непосредственно после всплеска было значительно ниже, чем до всплеска.

2. Всплеск радиоизлучения, связанный с протонной вспышкой

Примерно в 13^h51^m,6 UT 4.VII 1974 г. начался мощный радиовсплеск, связанный с протонной вспышкой. Вспышка начала развиваться в южной части хвостового пятна между магнитными полями разных знаков [1, 5, 6]. Она наблюдалась в белом свете и охватывала области со сложной структурой магнитного поля [7].

Предвсплесковые изменения. Временной ход полной интенсивности радиоизлучения локального источника перед мощным всплеском на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см описан в [2].

Здесь рассмотрим изменения поляризованного радиоизлучения локального источника перед всплеском в интервале 11^h20^m — 13^h50^m UT. Соответствующие участки сглаженных кривых приведены на рис. 5. По этим данным были вычислены значения степени поляризации (рис. 6).

На основании рис. 6 следует особо подчеркнуть тот факт, что перед всплеском в течение двух часов наблюдалось уменьшение степени поляризации локального источника на волне 1,9 см; за рассматриваемый интервал времени значение ρ уменьшилось с 15 до 5%. Поляризация на волнах 2,5 и 3,5 см изменялась значительно меньше. Наряду с общим спадом поляризация на волне 1,9 см испытывает флуктуации со средним периодом 20 мин (см. рис. 6). Характерные изменения степени поляризации можно заметить и на кривых для длин волн 2,5 и 3,5 см, однако из-за сложности этих вариаций говорить что-либо определенное о их периоде затруднительно.

Радиовсплеск. На рис. 7 и 8 представлен радиовсплеск в поляризованном по кругу излучении на волнах 2,5 и 1,9 см соответственно. Всплеск построен по точкам, снятым с записей наблюдений через 6 с. На этих же рисунках внизу даны кривые изменения степени поляризации радиоизлучения во время всплеска. R и L обозначают знак поляризации: R — по правому кругу, L — по левому кругу. При построении кривых рис. 7 и 8 излучение локального источника не исключалось. Данные о всплеске

на волне 3,5 см не приводятся, так как радиометр был перегружен сигналом.

Для поляризованного радиоизлучения всплеска отметим следующие особенности. На обеих волнах всплеск условно можно разделить на две части; первая часть охватывает интервал времени от начала всплеска до $13^{\text{h}}55^{\text{m}},5$ UT, вторая — от $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$ до конца всплеска. Между этими частями в период с $13^{\text{h}}55^{\text{m}}$ до $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$ UT поляризованное излучение было близко к нулю.

На волне 1,9 см в начале всплеска наблюдалась смена знака поляризации, на волне 2,5 см такой смены знака не было. Общий ход изменения степени поляризации на волнах 1,9 и 2,5 см несколько различается. В целом во время всплеска преобладала поляризация по левому кругу.

Значение степени поляризации радиоизлучения во второй части всплеска (начиная с $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$) выше, чем в первой части ее; к концу всплеска степень поляризации снова уменьшилась. Максимальное значение ρ во время всплеска на волне 2,5 см наблюдалось примерно в $14^{\text{h}}01^{\text{m}},8$ и составляло 35%, а на волне 1,9 см 22% (в $13^{\text{h}}57^{\text{m}},9$).

Рассматриваемый всплеск радиоизлучения на частоте 17 ГГц ($\lambda \approx \approx 1,8$ см) описан в [8]. Сопоставление хода поляризации на волне 1,9 см с данными [8] наряду с совпадением обнаруживает некоторые различия в значениях степени поляризации. Во-первых, нами зарегистрирована смена знака поляризации в начальной стадии всплеска. Во-вторых, максимальное значение ρ и его величина во второй части всплеска на волне 1,9 см ниже, чем в [8]. Наблюдаемые различия скорее всего обусловлены различием диаграммы направленности антенн радиотелескопов, используемых для наблюдений. В [8] наблюдения проводились на малой антенне с диаметром зеркала 80 см [9] и принималось радиоизлучение от всего Солнца. В нашем случае регистрировалось радиоизлучение отдельно от активной области (локального источника), где возникла вспышка.

В заключение на рис. 9 приводим копию записи радиовсплеска в поляризованном излучении. Этот всплеск (максимум его наступил в $11^{\text{h}}15^{\text{m}}$ UT) описан в [2] и обладал необычным спектром; интенсивность излучения его возрастала с уменьшением длины волны в диапазоне 1,9—3,5 см. На рис. 9 на всех волнах отклонения кривых от общего (предвсплескового) уровня вверх соответствуют преобладанию правополяризованного (R), вниз — левополяризованного (L) радиоизлучений.

Как видно из рис. 9, характер всплеска в поляризованном излучении сильно отличается на разных волнах. На волне 1,9 см обнаруживается резкая смена знака поляризации. На волне 2,5 см смена знака происходила относительно медленнее и на меньшую величину. На волне 3,5 см она не наблюдалась вообще.

Заключение

Рассмотрение записей радиоизлучения протонной области на Солнце 4.VII 1974 г. на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см позволяет сделать следующие выводы.

1. Степень поляризации радиоизлучения локального источника в рассматриваемом диапазоне волн увеличивается с уменьшением длины волны.

2. Перед мощным радиовсплеском, связанным с протонной вспышкой, в течение двух часов наблюдалось уменьшение степени поляризации излучения локального источника на волне 1,9 см.

3. Поляризация радиоизлучения на затухающей части мощного всплеска была выше, чем в начальной его стадии.

4. Степень поляризации радиоизлучения локального источника на волне 1,9 см наряду с общим предвсплесковым уменьшением испытывает вариации с периодом примерно 20 мин.

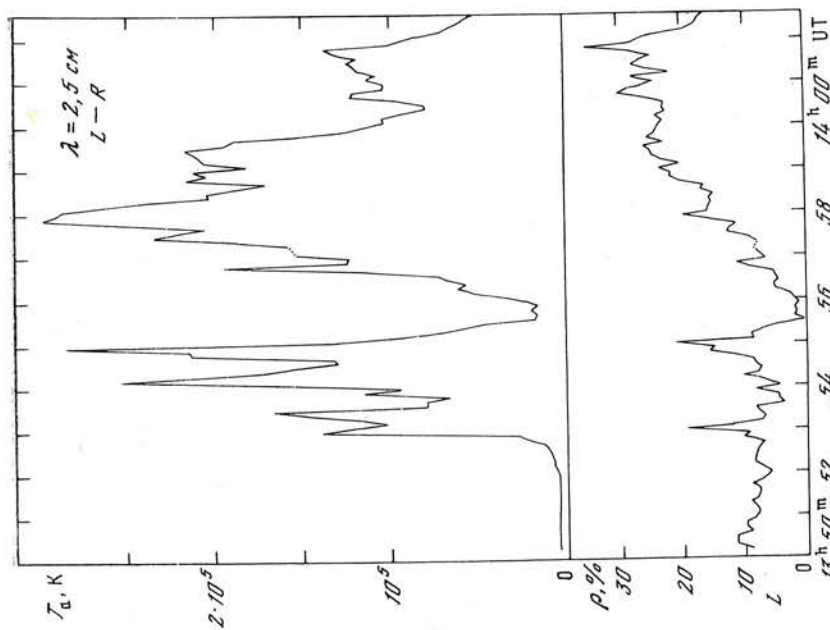


Рис. 7. Временной ход поляризованного по кругу радиолучения всплеска, связанного с протонной вспышкой 4.VII 1974 г. (верхняя кривая) и тестной поляризации (нижняя кривая) на волне 2,5 см

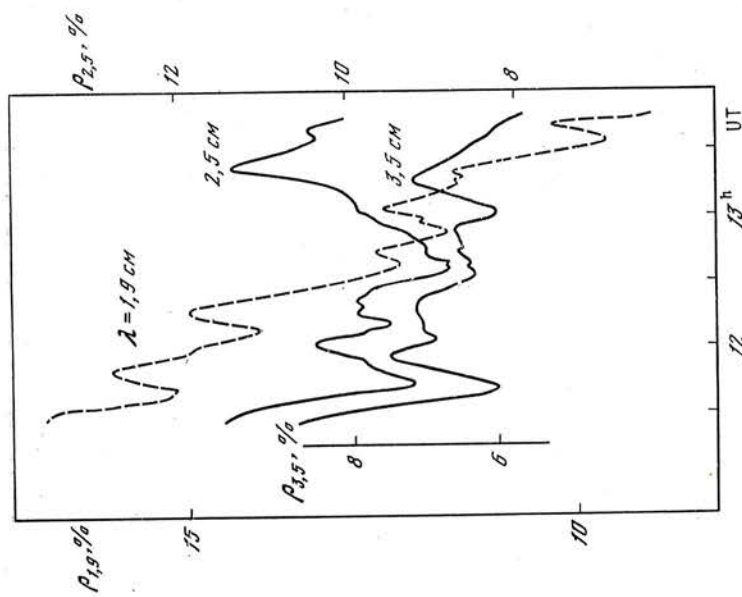


Рис. 6. Изменение степени поляризации радиолучения локального источника перед мощным радиовсплеском, связанным с протонной вспышкой

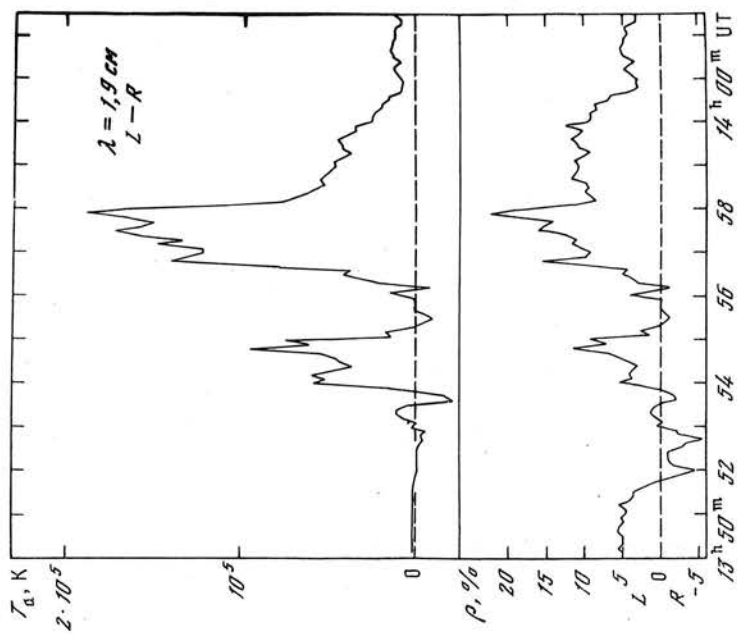


Рис. 8. Временной ход поляризованного по кругу радиоизлучения всплеска, связанного с протонной вспышкой 4.VII 1974 г. (верхняя кривая) и степени поляризации (нижняя кривая) на волне 1,9 см

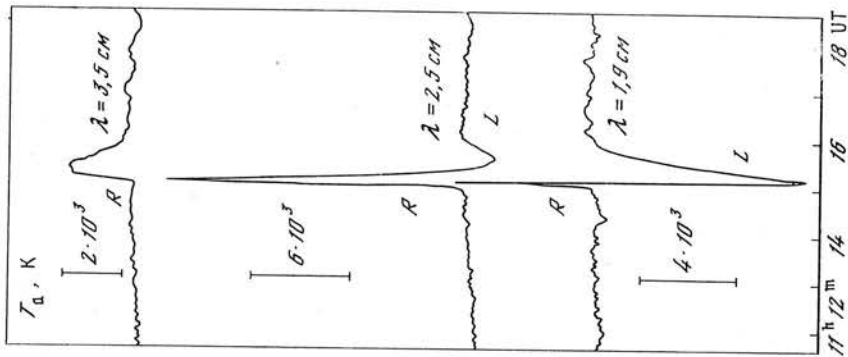


Рис. 9. Копия записи поляризованного по кругу радиоизлучения всплеска 4.VII 1974 г. с резкой сменой знака поляризации
Вертикальными линиями отмечены масштабы шкал антенной температуры

5. В начальной стадии мощного радиовсплеска наблюдалась смена знака поляризации на волне 2,9 см.

6. Во время слабого всплеска, начавшегося в 11^h15^m,1 UT, зарегистрирована резкая смена знака поляризации излучения (в течение нескольких секунд) на волнах 1,9 и 2,5 см. На волне 3,5 см этой смены знака поляризации не было.

7. В изменениях интенсивности полного радиоизлучения локального источника, поляризованного по кругу излучения и степени поляризации во времени обнаруживается определенное соответствие.

Приносим глубокую благодарность академику А. Б. Северному за замечания к статье. Благодарим также М. А. Миронова за техническое обеспечение наблюдений и Е. М. Ерюшеву за оформление рисунков.

Май 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Солнечные данные, 1974, № 7.
2. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, 156.
3. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, 70.
4. Цветков Л. И.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 189.
5. Solar Phenom. Mon. Bull. Osserv. astron. Roma, 1974, N 195.
6. Pike R.— J. Roy Astron. Soc. Can., 1974, 68, N 6, 330.
7. Sky and Telesc., 1974, 48, N 3, 160.
3. Steffen P.— Solar Phys., 1975, 44, 149.
- Э. Wassenberg W.— Solar Phys., 1971, 20, 130.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ
СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29 АПРЕЛЯ 1976 Г.
НА ВОЛНЕ 10 см

Ю. Ф. Юровский, О. Альварес

Из сравнения результатов наблюдения радиозатмений 22.IX 1968 г., 7.III 1970 г. и 29.IV 1976 г. найдено, что эффективная температура участков невозмущенного Солнца изменяется в течение 11-летнего цикла от $40 \cdot 10^3$ К в максимуме до $28 \cdot 10^3$ К в минимуме активности. Наиболее яркие детали радиоизлучения активной области на волне 10 см сосредоточены над ядрами пятен и по размерам близки к ним. Их яркостная температура порядка $(2 \div 3) \cdot 10^6$ К. После появления всплеска в области флоккула над распавшейся накануне группой пятен возник точечный радиоисточник с яркостной температурой около $3,4 \cdot 10^8$ К.

OBSERVATION RESULTS OF THE SOLAR ECLIPSE AT CRIMEA ON 29 APRIL, 1976 AT WAVELENGTH 10 Cm, by Yu. Yurovsky, O. Alvares.— It was shown from comparison of the eclipses on 22 September, 1968, on 7 March, 1970 and on 29 April, 1976 that effective temperature of the undisturbed regions on the Sun changed during the 11-year cycle from $40 \cdot 10^3$ °K at maximum to $28 \cdot 10^3$ K at minimum of the activity. Most bright details of the radio emission of active regions at wavelength 10 cm were placed above sunspot's umbra. Dimensions of the details were comparable with dimensions of the umbra. Brightness temperature of these details was about $(2 \div 3) \cdot 10^6$ K. The spot radio source arose after the appearance of the outburst in plage regions above dissipated sunspot group. Its brightness temperature was about $3,4 \cdot 10^8$ K.

Наблюдения затмения на волне 10 см проводились с помощью радиотелескопа, имевшего параболическую антенну с размерами $3,5 \times 7$ м и позволявшего регистрировать изменения плотности потока радиоизлучения с точностью около 0,5%. Использовался впервые примененный нами для наблюдений затмения 20.V 1966 г. квазициулевой метод с многократным увеличением масштаба записи [1]. Обстоятельства затмения в пункте наблюдений были достаточно благоприятны. Контакт происходил вблизи местного полудня, и в связи с этим флуктуации сигнала атмосферного происхождения были минимальны. Метеорологические условия также были удовлетворительными.

Общий вид изменения плотности потока в течение затмения показан на рис. 1 (сплошная линия). На записи достаточно отчетливо видны резкие изменения потока, связанные с открытием локальных источников (детали, отмеченные цифрами 1'—4'). В момент максимальной фазы затмения ($\sim 11^{\text{h}}08^{\text{m}}$ UT) все локальные источники были закрыты диском Луны. Участки записи 5—8 дают возможность исследовать области Солнца, свободные от ясно выраженных компактных источников. На рис. 2 показаны районы диска, соответствующие упомянутым выше участкам записи затмения. Густой штриховкой обозначены локальные радиоисточники, редкой штриховкой — области Солнца, не включающие компактных источников.

Плотность потока радиоизлучения Солнца перед затмением в $9^{\text{h}}00^{\text{m}}$ UT 29.IV 1976 г. на волне 10 см составляла по нашим измерениям

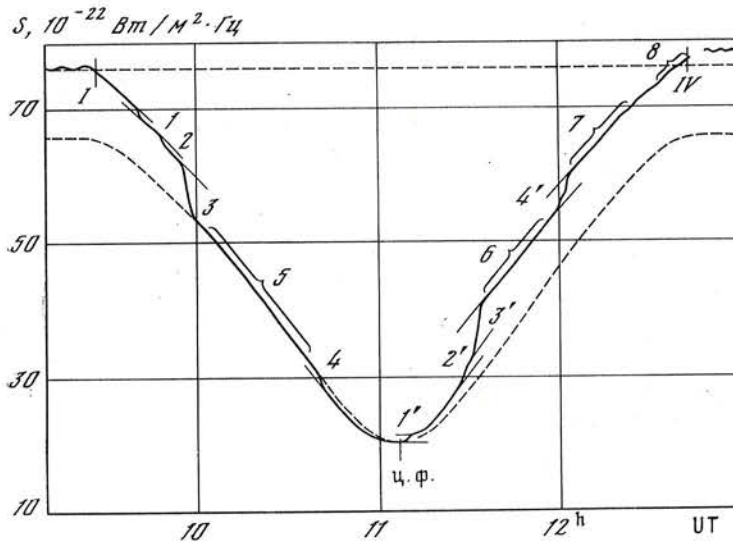


Рис. 1. Ход изменения плотности потока радиоизлучения Солнца в течение затмения

$76 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц. Периодические калибровки в течение затмения показали, что уход коэффициента усиления радиометра составил около 3%, причем изменение усиления происходило приблизительно линейно в течение всего времени наблюдений. Квазиулевой метод уменьшает ошибку наблюдений, вызванную уходом коэффициента усиления. В нашем случае при шестикратном растяжении масштаба записи искажения не превышали 0,5% потока радиоизлучения внезатменного Солнца. Кривая на рис. 1 представлена уже с учетом ухода коэффициента усиления.

После вычитания из величины полного потока внезатменного Солнца радиоизлучения локальных источников 1—4 было получено значение уровня потока невозмущенного Солнца, оказавшееся равным $66 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц. В момент центральной фазы затмения (ц. ф. на рис. 1) остаточный поток составил $21 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц, или 0,31 потока невозмущенного Солнца. Исходя из этого и считая, что после вычитания радиоизлучения локальных источников оставшееся излучение обязано своим происхождением равномерно излучающему диску, находим размер радиодиска, который получается равным $1,07 R_{\odot}$ (R_{\odot} — радиус фотосферы Солнца). На рис. 1 штриховой кривой показан ход закрытия площади такого равномерного яркого диска.

На участке 5 с $10^{\text{h}05^{\text{m}}}$ до $10^{\text{h}35^{\text{m}}}$ эта кривая практически совпадает с реальной кривой затмения. Эффективная температура закрывавшейся в указанном интервале части диска равна

$$T_{\text{эф}}(5) = \frac{\Delta S \lambda^3 A}{2k \Omega_{\text{эф}} \Delta A} = 31,18 \cdot 10^3 \text{ К},$$

где $\Delta S = 17,3 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц — изменение потока за время с $10^{\text{h}05^{\text{m}}}$ по $10^{\text{h}35^{\text{m}}}$ UT, $\lambda = 10$ см — длина волны, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град — постоянная Больцмана, $\Omega_{\text{эф}} = 7,6 \cdot 10^{-5}$ ср — телесный угол, под которым виден диск с радиусом, равным $1,07$ радиуса фотосферы (в день затмения $R_{\odot} = 952'',67$ [2]), A — площадь диска в произвольных единицах, ΔA — часть площади, закрывавшаяся в интервале $10^{\text{h}05^{\text{m}}} - 10^{\text{h}35^{\text{m}}}$ UT.

Однако в интервалах времени $11^{\text{h}35^{\text{m}}} - 11^{\text{h}50^{\text{m}}}$ и $12^{\text{h}05^{\text{m}}} - 12^{\text{h}30^{\text{m}}}$ эффективная температура закрывавшихся участков 6 и 7 получается заметно ниже: $T_{\text{эф}}(6) = 28,8 \cdot 10^3$ К и $T_{\text{эф}}(7) = 28,1 \cdot 10^3$ К. Полученный результат свидетельствует о том, что в области 5 находился источник

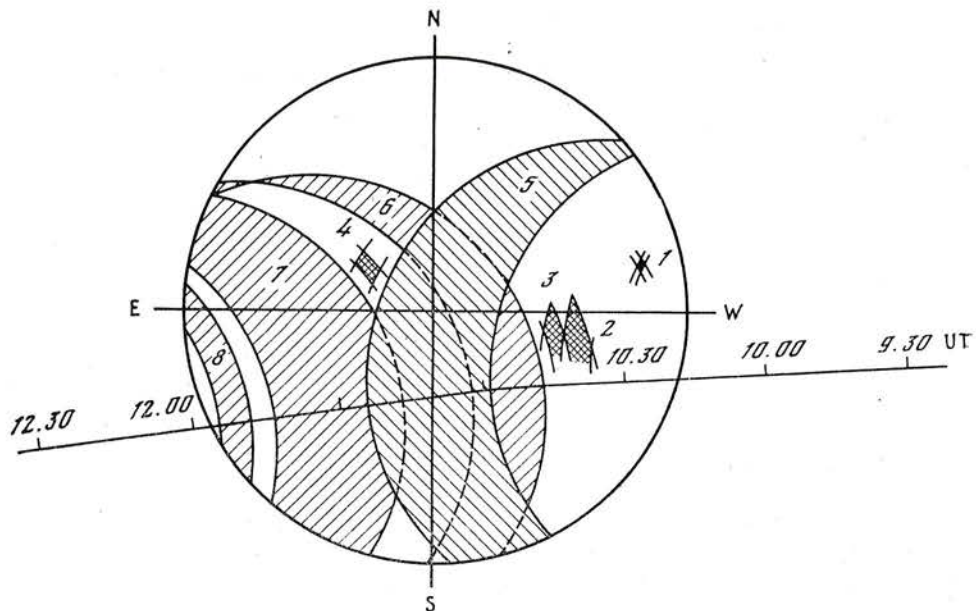


Рис. 2. Расположение на диске Солнца исследуемых областей и локальных источников

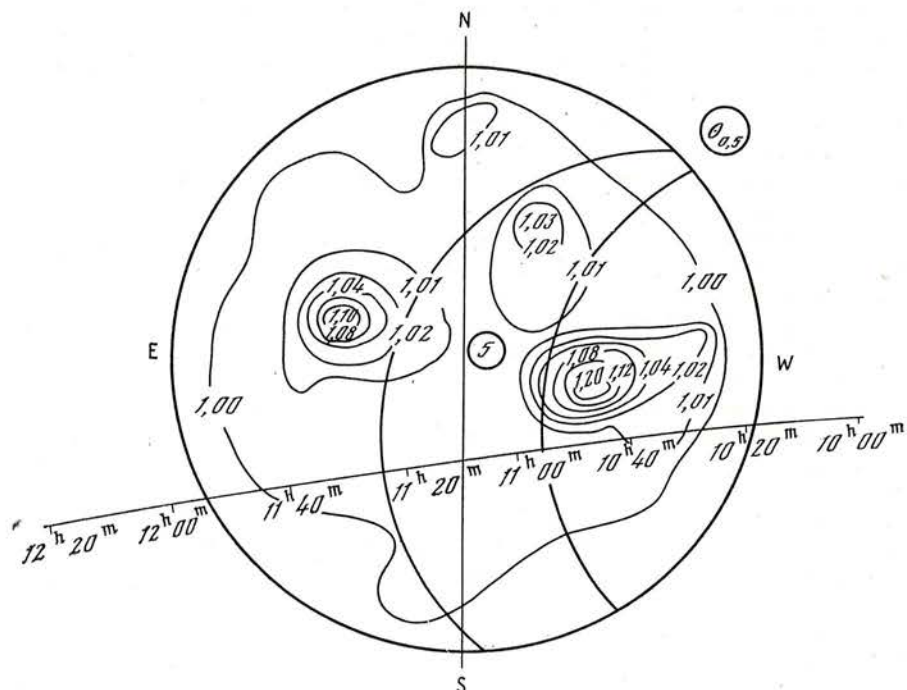


Рис. 3. Радиоизофоты Солнца на волне 1,35 см в день затмения

повышенного излучения с размытыми границами. Действительно, при сравнении с радиокартой Солнца, полученной на волне 1,35 см 29.IV 1976 г. в $8^h 10^m$ [3] с помощью радиотелескопа РТ-22, выясняется, что область 5 захватывала радиоисточник в северо-западном квадранте (рис. 3). Следовательно, для оценки эффективной температуры невозмущенного Солнца этот участок диска не годится. Для этой цели больше подходит область 6, которая не включает заметных локальных источников и эквато-

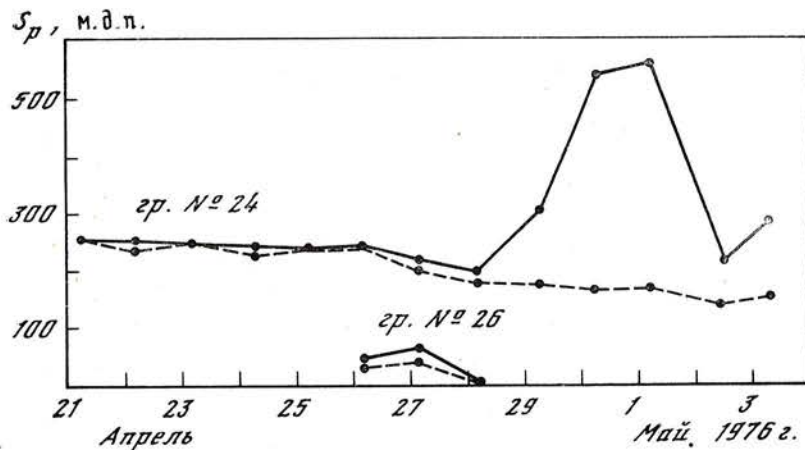


Рис. 4. Изменение реальной площади пятен при их прохождении по диску Солнца
Сплошная линия — суммарная площадь группы, штриховая — площадь наибольшего пятна

риального района вблизи лимба, где может наблюдаться повышение радиояркости. О реальности такого поярчания свидетельствует эффективная температура зоны 8 (см. рис. 2), получившаяся равной $T_{эф(8)} = 35,1 \cdot 10^3$ К, что заметно превышает эффективную температуру центральной части диска (зоны 6), равную $T_{эф(6)} = (28 \pm 3) \cdot 10^3$ К.

Ранее [4] точно таким же методом нами было проведено определение эффективной температуры невозмущенных участков диска Солнца по наблюдениям затмений 7.III 1970 г. и 22.IX 1968 г. Было найдено, что $T_{эф(1968)} = (37 \pm 4) \cdot 10^3$ К и $T_{эф(1970)} = (40 \pm 4) \cdot 10^3$ К. Сопоставляя эти величины с полученным выше значением эффективной температуры для невозмущенного участка диска 6, легко видеть, что различие значительно превышает погрешности измерений. Так как затмения 1968 и 1970 гг. приходились на годы максимума солнечной активности, а затмение 1976 г. происходило вблизи минимума одиннадцатилетнего цикла, то отсюда следует, что эффективная температура невозмущенных центральных участков диска Солнца менялась в течение данного 11-летнего цикла от $40 \cdot 10^3$ К в максимуме до $28 \cdot 10^3$ К в минимуме солнечной активности. Это свидетельствует о существенной перестройке нижних слоев короны Солнца в течение 11-летнего цикла.

Перейдем к рассмотрению локальных источников, зарегистрированных во время затмения. Самым мощным источником являлся источник 3. Он был связан с единственной в этот день группой пятен № 24 (по данным [5]). Группа впервые появилась 6.III 1976 г. и к моменту затмения проходила по диску третий раз. Характер изменения реальной площади пятен в течение этого прохождения иллюстрируется рис. 4. До 26.IV группа была стабильной и ее суммарная площадь практически определялась лишь площадью наибольшего пятна. В течение 27 и 28.IV как суммарная площадь, так и площадь наибольшего пятна несколько уменьшилась. Однако 29.IV площадь группы резко возросла за счет увеличения числа и площади пятен в северной и западной частях группы. Площадь наибольшего пятна при этом существенно не изменилась и даже несколько уменьшилась.

Активизация группы сопровождалась увеличением плотности потока на волне 10 см с $72 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц 28.IV до $80 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц 30.IV. Таким образом, затмение захватывало период быстрого развития группы и связанного с ней локального источника.

Участки кривой радиозатмения, соответствующие интервалам закрытия и открытия локального источника, связанного с группой № 24, разделяются

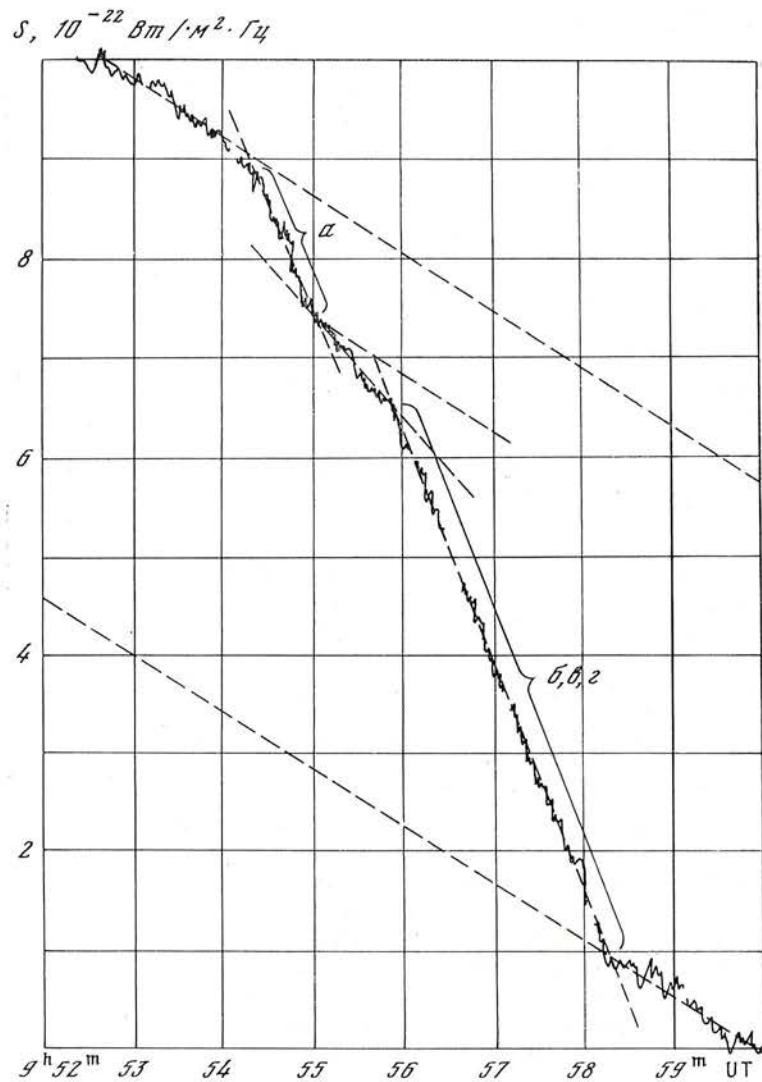


Рис. 5. Изменение плотности потока при закрытии группы пятен № 24

на плавное уменьшение потока при подходе лимба Луны к группе пятен и резкое его уменьшение при закрытии самих пятен (см. участки 2 и 3 на рис. 1). В соответствии с этим условно разделим источник радиоизлучения на две области: область 2, лежащую в стороне от пятен и связанную, по-видимому, с повышенным радиоизлучением флоккула, окружавшего группу, и область 3, включающую как радиоизлучение над пятнами, так и относительно слабое излучение флоккула.

Закрытие и открытие области флоккула 2 сопровождалось изменением потока ΔS на величину около $2 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц. Размеры области в направлении закрытия и открытия оказались равными $2',1 \times 3',6$ соответственно. Так как существенных неоднородностей в изменении потока на записи не обнаруживается, то в предположении равномерной яркости в пределах границ источника его эффективная температура равна

$$T_{\text{эф}}^{(2)} = 110 \cdot 10^3 \text{ К.}$$

Это лишь втрое превышает температуру невозмущенных участков диска

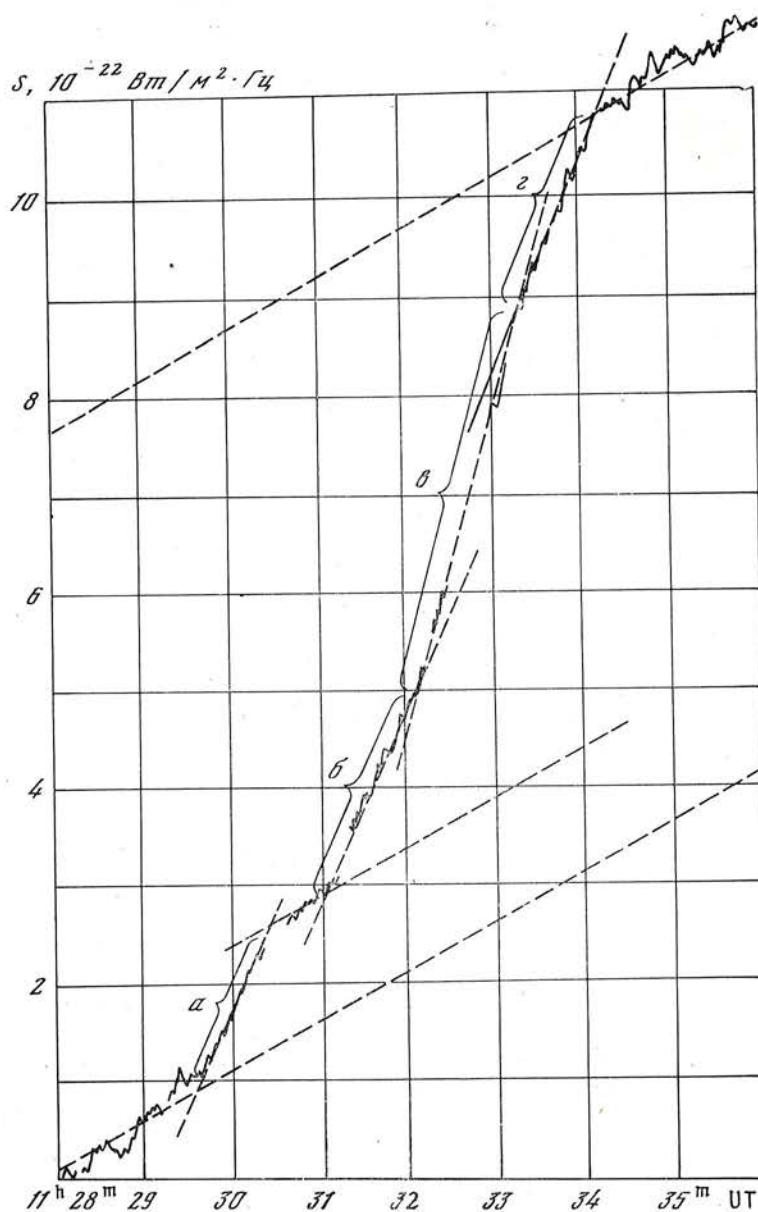


Рис. 6. Изменение плотности потока при открытии группы пятен № 24

Солнца и вполне может быть объяснено тепловым излучением разогретой уплотненной плазмы над активной областью.

Основная наиболее интенсивная часть источника закрывалась и открывалась диском Луны одновременно с пятнами. На рис. 5 и 6 показаны копии участков записи, соответствующие этим интервалам времени. Штриховыми линиями обозначены выделенные нами детали в распределении радиояркости по источнику. В первую очередь обращает на себя внимание деталь *a*, закрытие и открытие которой происходило отдельно от остальной части источника. Величина потока от этой детали существенно не изменилась за время, прошедшее с момента закрытия до момента открытия, и составляла $1,3 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц. Расположение детали *a* относительно группы пятен показано на рис. 7. Эскиз группы и ее координаты взяты

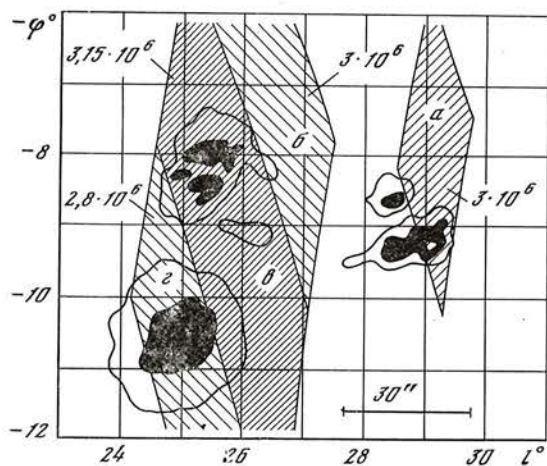


Рис. 7. Расположение отдельных деталей локального источника относительно оптически видимых деталей группы № 24

с этим на кривой закрытия (см. рис. 5) детали источника выделить не удастся. Изменение потока, соответствующее закрытию этой части источника, составило около $4 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц. При открытии лимб Луны располагался под другим позиционным углом и на кривой затмения (см. рис. 6) появились детали б, в и г. В первую очередь следует отметить, что суммарный поток от этой части источника заметно возрос за время нахождения группы за диском Луны и составил при открытии $6,3 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц, т. е. увеличился на $2,3 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц за 1^h30^m. Таким образом, отмеченный выше рост площади пятен сопровождался ощутимым увеличением плотности потока радиоизлучения связанного с группой локального источника.

Величина потока от деталей б, в, г при открытии составляла 1,6; 3,3 и $1,4 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц, а размеры 20, 23 и 17'' соответственно. Так как обстоятельства затмения не позволяют точно определить конфигурацию деталей по кривой закрытия, то для вычисления яркостной температуры примем их размеры равными заштрихованной площади на рис. 7. Возможная при этом ошибка будет действовать в сторону занижения яркостных температур, однако не более чем в 2 раза. Итак, эффективные температуры в момент открытия деталей получаются равными

$$T_{\text{эф}}(б) = 3 \cdot 10^6 \text{ К}, \quad T_{\text{эф}}(в) = 3,15 \cdot 10^6 \text{ К}, \quad T_{\text{эф}}(г) = 2,8 \cdot 10^6 \text{ К}.$$

Расположение источников относительно оптических деталей группы свидетельствует о концентрации излучения над ядрами пятен в районах максимальной напряженности магнитного поля. Смещение центра радиоизлучения детали а, связанное с эффектом проекции, относительно соответствующих пятен направлено почти перпендикулярно радиусу Солнца, проходящему через пятна, и может быть объяснено особенностями конфигурации локального магнитного поля группы. Смещение, связанное с эффектом проекции, у других деталей источника не обнаруживается.

Следующим интересным событием затмения было закрытие флоккулярного поля, существовавшего на месте распавшейся накануне группы пятен № 26. По данным [5] группа появилась на диске 26.IV 1976 г. и состояла из двух пятен. К моменту затмения 29.IV пятна распались (см. рис. 4), но в районе их расположения остался водородный флоккул [6]. Закрытие флоккула сопровождалось уменьшением плотности потока на нашей записи на $1,2 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц (см. деталь 4 на рис. 1). Копия

из [6]. При нанесении границ источника учитывалось связанное с общим вращением Солнца смещение пятен за время нахождения группы за диском Луны. Результирующая точность привязки лунного лимба к оптической видимым деталям составляет около 5''.

На рис. 7 видно, что деталь а находится вблизи западной части группы и частично перекрывает некоторые пятна. Ее размеры составляют $15 \times 22''$. Эффективная температура при таких размерах получается равной $T_{\text{эф}}(а) = 3 \cdot 10^6$ К.

Обстоятельства затмения в пункте наблюдений были таковы, что северная часть группы закрывалась одновременно с наибольшим пятном. В связи

этого участка записи приведена на рис. 8, штриховыми линиями обозначены изменения потока, соответствующие закрытию невозмущенных участков Солнца и деталей *a*, *b*, *в*, на которые распадается общее уменьшение потока в течение закрытия флоккула. Контуры флоккула в гелиографических координатах заимствованы из [6] и приведены на рис. 9. Интенсивность изофот обозначена в долях яркости окружающих участков фотосферы, принятых на единицу.

Особенно интересным оказался интервал открытия этого района Солнца (см. ниже рис. 10). После появления из-за лимба Луны деталей *a* и *b* поток возрос почти на ту же величину, что и при закрытии всего флоккула. Однако затем в $12^{\text{h}} 02^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ на записи появилось резкое изменение потока на $2 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц (деталь *в* на рис. 10), не наблюдавшееся при закрытии. Согласно данным [5] в $11^{\text{h}} 24^{\text{m}}, 2$ UT на волнах 20,4; 10 и 3,15 см был зарегистрирован всплеск радиоизлучения продолжительностью около 1 мин с потоком в максимуме $5,4 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц на волне 10 см. Данных о соответствующей оптической вспышке в [5] не содержится, поэтому координаты всплеска выяснить не удалось. У нас в этот момент все активные области были закрыты диском Луны и импульсная фаза всплеска на волнах 10 см и 1,37 м не была зарегистрирована. По этой же причине у нас не была обнаружена вспышка и в оптическом диапазоне, хотя наблюдения в линии H_{α} проводились непрерывно в течение всего затмения.

Через шесть минут после начала всплеска в $11^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ UT в нашем пункте наблюдений начала открываться группа пятен № 24. Однако никаких необычных явлений, кроме ожидавшегося увеличения потока, связанного с развитием группы, на записи не обнаруживается. В связи с изложенным мы склонны считать, что всплеск произошел в районе флоккула над распавшейся группой пятен № 26.

Эта область открывалась через 35 мин после появления импульсной фазы всплеска. В [7] отмечается, что около 40% импульсных всплесков сопровождается появлением через 30—40 мин вторичного максимума излучения. Исходя из этого можно предполагать, что нами наблюдалось открытие радиосточника, ответственного за вторую фазу всплеска.

Общий характер распределения радиояркости над районом флоккула показан штриховкой на рис. 9. Там же приведены эффективные температуры отдельных деталей источника. Эффективная температура детали *a* равна $T_{\text{эф}(a)} = 2 \cdot 10^6$ К, т. е. сравнима с эффективной температурой источников над существующими ядрами пятен группы № 24. Температура центральной части флоккула $T_{\text{эф}(в)} = 560 \cdot 10^3$ К того же порядка, что и температура флоккула вблизи пятен группы № 24.

Открытие источника, возникшего после всплеска (деталь *в* на рис. 9 и 10), происходило в течение 9 с, что соответствует в приближении «геометрической оптики» угловым размерам источника около $3'', 4$. Требование к угловым размерам источника, при котором можно ожидать появления дифракционной картины, записывается в виде [8]

$$2 \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} < \sqrt{\frac{\lambda}{\rho}},$$

где φ — угловой размер источника, $\lambda = 10$ см — длина волны, $\rho = 405 \cdot 10^3$ км — расстояние от края экрана до плоскости наблюдений. Отсюда $\varphi < 3''$. Таким образом, размеры источника всплеска приближаются к пределу, обеспечивающему формирование классической дифракционной картины.

На нашей записи после быстрого возрастания потока имеются колебания вокруг установившегося значения уровня. Отчетливо заметны первые два максимума и первый минимум. Однако положение этих деталей на оси времени отличается от хода теоретической дифракционной кривой. На рис. 11 изображен эскиз участка записи с сохранением временной шкалы и относительных амплитуд максимумов, а также для сравнения приведена

$S, 10^{-22} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$

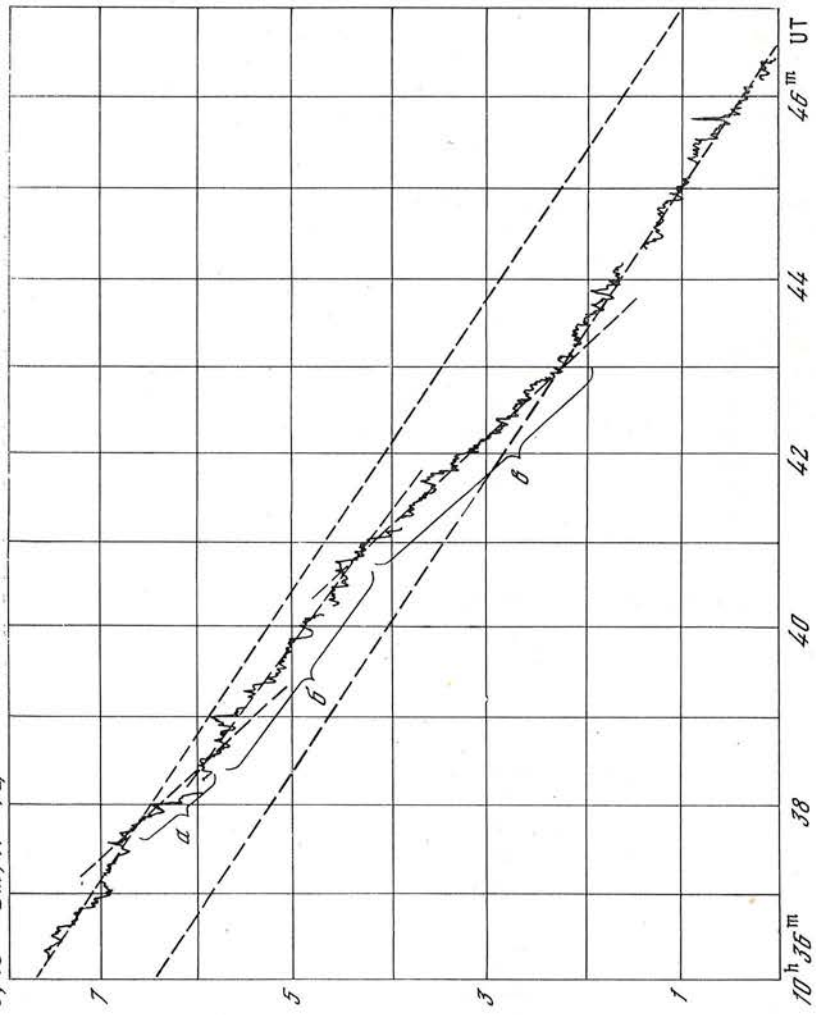
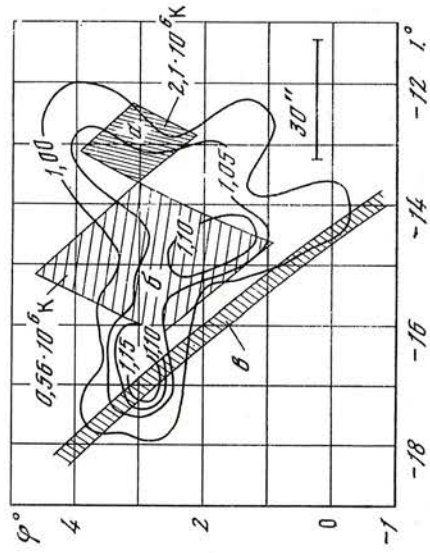


Рис. 8. Изменение плотности потока при за-
крытии района флоккула

Рис. 9. Расположение радиосточников от-
носительно деталей флоккула



$S, 10^{-22}, \text{Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$

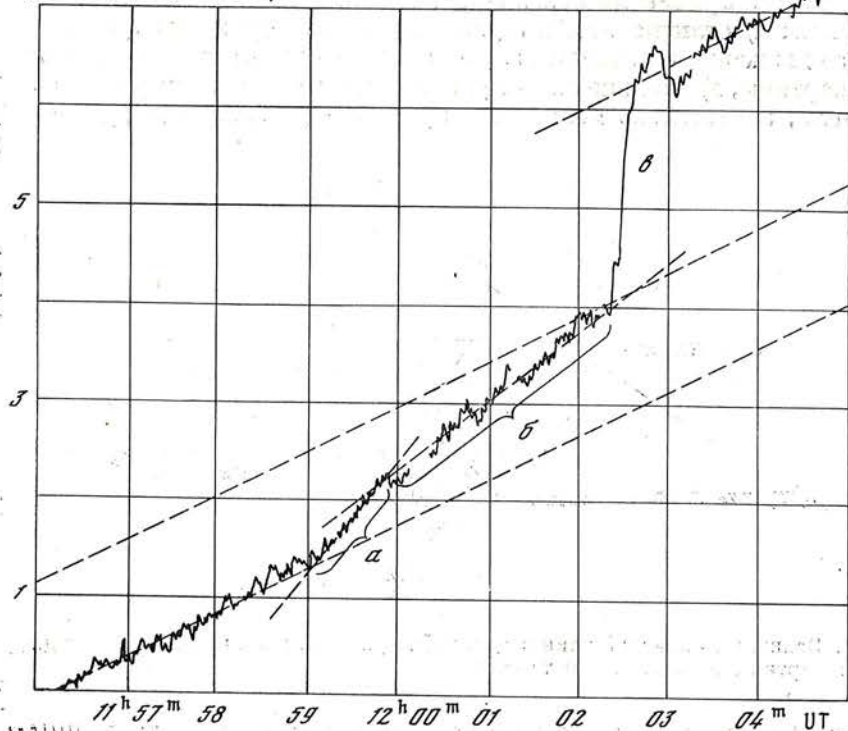


Рис. 10. Изменение плотности потока при открытии района флоккула

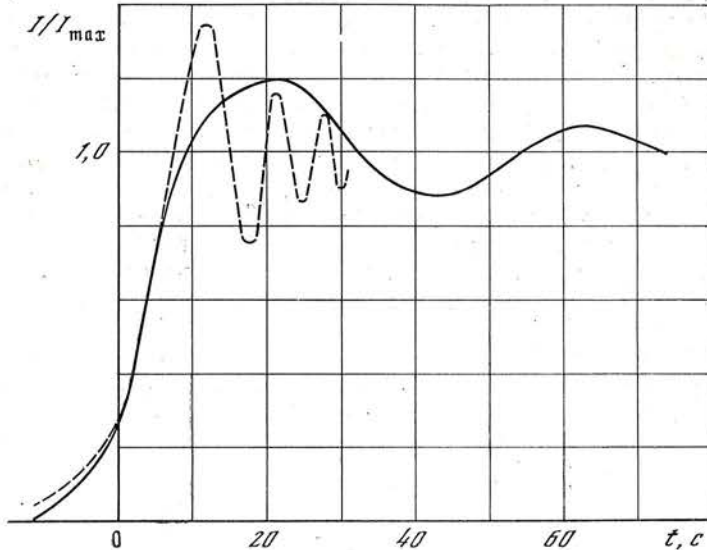


Рис. 11. Сравнение реальной и теоретической (штриховая линия) кривой открытия точечного источника

в соответствующем масштабе теоретическая дифракционная кривая (штриховая линия). Расхождение в ходе кривых настолько значительно, что его невозможно объяснить погрешностями наблюдений и наличием шумов на записи.

Основными причинами искажения дифракционной картины могут быть следующие: а) отличие лимба Луны от идеально ровного экрана, б) собственное движение источника излучения в момент образования дифракционной картины, в) влияние окололунного пространства на распространение радиоволн, значительно меняющего процесс образования дифракционной

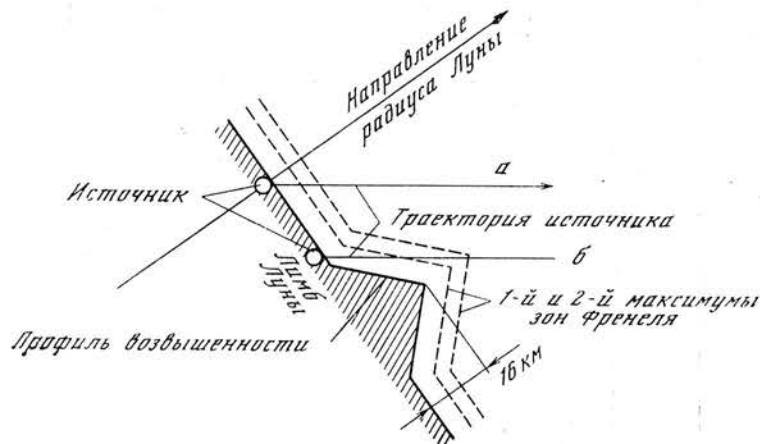


Рис. 12. Эскиз, поясняющий влияние рельефа лунного лимба на образование дифракционной картины (объяснение в тексте)

картины. Оценим возможность объяснения реального хода кривой каждой из упомянутых причин.

Неоднородности лунного рельефа на лимбе могут привести к растягиванию дифракционной картины во времени. Ситуация, которая могла бы объяснить ход нашей кривой затмения, показана на рис. 12. Если источник движется по траектории *б* от подножия лунной горы, то он пересекает зоны Френеля под более пологим углом, чем в случае гладкой Луны (траектория *а*), что и приводит к растягиванию дифракционной кривой во времени. Оценки показывают, что высота лунной горы в нашем случае должна быть порядка 16 км или больше. Известно, однако, что максимальная высота лунных гор около 8 км. Кроме того, мы исследовали лимб Луны в зоне его пересечения с районом флоккула по фотоснимкам фаз затмения, полученным на телескопе АФР-2 [6], и не обнаружили в этом месте существенных неоднородностей рельефа, заметно превышающих разрешающую возможность снимков (3—5 км). Таким образом, учет рельефа лунного лимба не объясняет характера зарегистрированной кривой открытия источника.

Если растяжение по времени произошло благодаря собственному движению источника, то составляющая его скорости, направленная к лимбу Луны, должна быть равна $V_{\text{л}} = 150$ км/с. Интересно отметить, что скорость движения источника, вызывающего вторичную фазу всплеска, найденная в [7] совершенно другим способом, составляет около 100 км/с, т. е. по порядку величины соответствует полученной выше. Из различных явлений, сопровождающих хромосферную вспышку, сравнимую скорость (50—200 км/с) имеют также возвратные вспышечные выбросы [9].

Основной трудностью, препятствующей однозначному объяснению характера реальной кривой путем учета собственного движения источника, является отсутствие сведений о месте и моменте возникновения источника

вторичной фазы всплеска. По среднестатистическим данным, приводимым в [7], вторичный всплеск возникает чаще всего через 30—40 мин после импульсной фазы. Если допустить, что в нашем случае вторичный всплеск возник через 30 мин, т. е. в $11^{\text{h}}50^{\text{m}}$ UT, то за 12 мин, прошедших до момента его открытия диском Луны, он должен был переместиться на расстояние 10^5 км, или $2',5$. В $12^{\text{h}}02^{\text{m}}$ источник находился над флоккулом (в пределах заштрихованной полосы на рис. 9), следовательно, в момент возникновения он должен был располагаться вне контура флоккула и вообще за полем чертежа рис. 9. Генерация всплеска на таком удалении от активной области кажется маловероятной. Именно это обстоятельство ставит под сомнение попытку объяснить вид реальной кривой открытия источника его собственным движением в атмосфере Солнца.

По наблюдениям характера распространения сантиметровых и дециметровых волн с искусственных спутников Луны было обнаружено [10], что над некоторыми участками лунной поверхности существует слой плазмы высотой до 20 км с максимальной электронной концентрацией $N_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$ в нижних слоях. Как показано в [11], такой слой вызывает рефракцию радиоволн вблизи лимба и приводит к искажению кривой радиозатмения, выражающемуся в появлении максимума на записи после того, как источник удалится от лимба Луны на $\sim 6''$. В рассматриваемом нами случае первый максимум появился через 24 с после начала открытия источника, т. е. также на расстоянии $6''$. По-видимому, это не является случайным совпадением. Оставляя на будущее расчет картины дифракции на краю непрозрачного экрана, покрытого фазосдвигающей средой, заметим, что, вероятно, можно подобрать такие параметры среды, которые будут удовлетворять виду полученной нами кривой затмения.

Таким образом независимо от способа объяснения тонких деталей кривой открытия источника, можно констатировать главный факт: источник излучения появившийся после всплеска, имел малые, порядка $3''$, угловые размеры и находился над флоккулом. Его эффективная температура составляла $T_{\text{эф}(e)} = 3,4 \cdot 10^8 \text{ К}$. Для сравнения укажем, что в [11] исследовались по наблюдениям солнечных затмений 22.IX 1968 г. и 24.XII 1973 г. точечные источники, также дававшие дифракционную картину. Их эффективная температура была около $5,4 \cdot 10^8$ и $2,4 \cdot 10^8 \text{ К}$, т. е. того же порядка, что и найденная выше. Источник 24.XII 1973 г. наблюдался как при закрытии, так и спустя $1^{\text{h}}30^{\text{m}}$ при открытии, причем за это время плотность потока от него практически не изменилась. Отсюда следует, что яркие источники малых угловых размеров могут появляться внезапно как следствие происшедшего в этом районе всплеска или существовать в течение по крайней мере нескольких часов как составная часть источника S-компоненты.

Заканчивая описание радиоисточника над флоккулом распавшейся группы № 26, обратимся еще раз к рис. 9. Распределение радиояркости по источнику указывает на наличие компактной детали a с эффективной температурой, присущей радиоизлучению над ядрами пятен. Температура более протяженной области над средней частью флоккула характерна для образований подобного рода. На месте распавшегося накануне пятна находится самая яркая в линии H_{α} часть флоккула, и, по-видимому, в этом районе появился после происшедшего всплеска точечный источник. Неуверенность в определении его местонахождения связана с тем, что имеется лишь одна координата, полученная при открытии, однако по этой координате источник располагается точно над местом распавшегося пятна и наиболее яркой частью флоккула. Таким образом, даже при отсутствии пятен характер радиоизлучения над флоккулом весьма близок к обычно наблюдаемому распределению радиояркости над активной областью с существующими пятнами, т. е. после исчезновения пятен параметры плазмы в более верхних слоях атмосферы Солнца на уровне, откуда

приходит 10-см радиоизлучение, сохраняются почти неизменными по крайней мере в течение суток.

На нашей записи радиозатмения выявляется еще один локальный источник (см. деталь 1 на рис. 1 и 2). Изменение потока при его закрытии и открытии составило $0,77 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц. Из-за малой величины изменения потока и наличия шумов тонкую структуру источника по нашей записи выявить затруднительно. Размеры источника в направлении закрытия и открытия оказались равными $0',3 \times 0',6$ соответственно. Считая распределение яркости равномерным в пределах его размеров, получим эффективную температуру равной $T_{эф} = 1,8 \cdot 10^6$ К, т. е. характерную для источников радиоизлучения над ядрами пятен. Радиоизотопы на волне 1,35 см (см. рис. 3) свидетельствуют о наличии в этой области повышенной радиояркости, однако оптически видимых деталей на фотосфере в этом районе по фотографиям в белом свете и в линии H_α, полученным в Крымской обсерватории, не обнаружено [6].

Суммируя результаты проведенного исследования, можно сделать следующие выводы.

1. Наиболее яркие детали радиоизлучения активной области на волне 10 см сосредоточены над ядрами пятен и по размерам близки к ним.

2. Распределение интенсивности над распавшейся группой пятен указывает на сохранение физических условий на уровне генерации 10 см излучения в течение суток.

3. После появления всплеска в активной области возможно возникновение точечного источника с эффективной температурой около $3,4 \cdot 10^8$ К, что значительно превышает кинетическую температуру короны и свидетельствует о нетепловом механизме излучения.

4. Сравнение результатов наблюдения радиозатмений 22.IX 1968 г., 7.III 1970 г. и 29.IV 1976 г. показывает, что эффективная температура участков невозмущенного Солнца изменяется в течение 11-летнего цикла от $40 \cdot 10^3$ К в максимуме до $28 \cdot 10^3$ К в минимуме активности.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность В. В. Гаврилову и В. Н. Тимачеву за помощь в наблюдениях, П. В. Матвееву за фотоснимки фаз затмения, а также авторам [3] за предоставление материалов до их публикации.

17 мая 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Юровский Ю. Ф.— Солнечные данные, 1966, № 11.
2. Астрономический ежегодник СССР на 1976 г. Л., «Наука», 1973.
3. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 58, 35.
4. Николаев Н. Я., Юровский Ю. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, 128.
5. Солнечные данные, 1976, № 4.
6. Матвеев П. В., Юровский Ю. Ф.— Солнечные данные, 1977, № 5, 86.
7. Юровский Ю. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 147.
8. Горелик Г. С. Колебания и волны. М., ГИФМЛ, 1959.
9. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки. М., «Мир», 1966.
10. Васильев М. В., Виноградов В. А., Вышков А. С. и др.— Космические исследования, 1974, 12, вып. 1, 115.
11. Альварес О., Юровский Ю. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 169.

О ЗАТМЕНИИ В ДВОЙНОЙ СИСТЕМЕ СИМБИОТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ CI Cyg

Т. С. Белякина

С апреля 1975 по декабрь 1976 г. проведены фотометрические и спектральные наблюдения симбиотической звезды CI Cyg. Фотометрия выполнена фотоэлектрическим методом в системе, близкой UBV . В течение этого периода зарегистрированы значительные изменения блеска и спектра переменной. Амплитуды колебаний блеска в желтых, синих и ультрафиолетовых лучах были 2,3; 3,0; 3^m,3 соответственно. В июне—июле 1975 г. блеск CI Cyg достиг максимального значения. Ее спектр в этот период соответствовал спектральному классу F5 с эмиссионными линиями H_{α} и H_{β} . Показано, что глубокий минимум, видимый на кривых блеска CI Cyg в 1975 г., обусловлен затмением горячего компонента холодным в системе двойной звезды.

ABOUT AN ECLIPSE IN BINARY SYSTEM OF SYMBIOTIC STAR CI Cyg, by T. S. Belyakina. — Photoelectric photometry and spectral observations of the symbiotic star CI Cyg were carried out at the Crimean Astrophysical Observatory from April, 1975 through December, 1976. The instrumental photometric system used was close to the UBV . Considerable light variations and spectral changes have been registered during the period of our observations. Yellow, blue and ultraviolet amplitudes were equal to 2.3, 3.0 and 3^m.3 correspondingly. The brightness of CI Cyg reached maximal value in June — July, 1975 when spectrum was F5 with H_{α} and H_{β} in emission. A sharp and deep minimum in the light curves of CI Cyg was observed during the period of the highest brightness. It was caused by the eclipse of the hot component by the cold one in the binary system.

Переменная CI Cyg является типичным представителем немногочисленной группы симбиотических звезд. Блеск этой звезды меняется с периодом 855^d и средней амплитудой около 1^m, что следует из фотографических наблюдений 1900—1970 гг. [1—3]. В 1911 и 1937 гг. отмечены два всплеска с амплитудой до 1^m.5 и продолжительностью около 200^d.

В последние годы активность CI Cyg значительно возросла. С 1971 по 1974 г. дважды зарегистрировано увеличение блеска с амплитудой около 2^m и продолжительностью 400—500^d [3, 4].

Спектральные наблюдения CI Cyg описаны в обзоре Свингса [5] и статье Боярчука [6]. В спектре этой звезды в спокойном состоянии присутствуют эмиссионные линии He II, He I, C III, N III, [Fe VII], [O III], H и очень интенсивные полосы TiO. Лучевые скорости, определенные по линиям различных элементов, не превышают 55 км/с. Со временем они меняются, но кривой лучевых скоростей нет, возможно, из-за недостатка наблюдательного материала [7].

В 1975—1976 гг. CI Cyg находилась в активном состоянии. В этот период нами получено значительное количество фотометрических и спектральных наблюдений, анализ которых и приведен далее.

Фотометрические наблюдения

Фотометрия CI Cyg выполнена на 64-см менисковом телескопе с электрофотометром Крымской астрофизической обсерватории. Звезда $\text{BD } +35^\circ 3821$ ($V = 10^m.49$, $B - V = +0^m.31$, $U - B = +0^m.13$) была звездой сравнения.

Инструментальная цветовая система близка UBV , что следует из дифференциальных соотношений (1), полученных из наблюдений звезд скопления IC 4665 [8, 9]:

$$\begin{aligned} \Delta V &= \Delta v - 0,035 \Delta (b - v), \\ \Delta (B - V) &= 1,071 \Delta (b - v), \\ \Delta (U - B) &= 1,046 \Delta (u - b), \end{aligned} \quad (1)$$

где Δv , $\Delta (b - v)$ и $\Delta (u - b)$ — разности блеска в желтых лучах и показателей цвета двух звезд в инструментальной системе.

В период наблюдений в спектре CI Cyg исчезали и появлялись сильные эмиссионные линии. Поэтому из-за некоторого различия инструментальной цветовой системы и системы UBV результаты наших измерений в таблице и на рис. 1 даны в виде разностей блеска и показателей цвета переменной и звезды сравнения. Однако, используя соотношения (1) и UBV -измерения звезды сравнения, наши наблюдения легко сравнить с наблюдениями CI Cyg , выполненными в системе UBV другими исследователями. При этом надо иметь в виду возможность некоторого расхождения результатов из-за несовпадения инструментальных цветковых систем, используемых различными наблюдателями.

В таблице представлены результаты наших фотометрических измерений. В первом столбце указан средний момент наблюдения в юлианских днях, во втором, третьем и четвертом — разности блеска в желтых лучах Δv и показателей цвета $\Delta (b - v)$, $\Delta (u - b)$ переменной и звезды сравнения в инструментальной системе, в пятом — число усредненных измерений.

На рис. 1 изображены кривые изменения блеска CI Cyg по отношению к звезде сравнения в желтых (Δv), синих (Δb) и ультрафиолетовых (Δu) лучах.

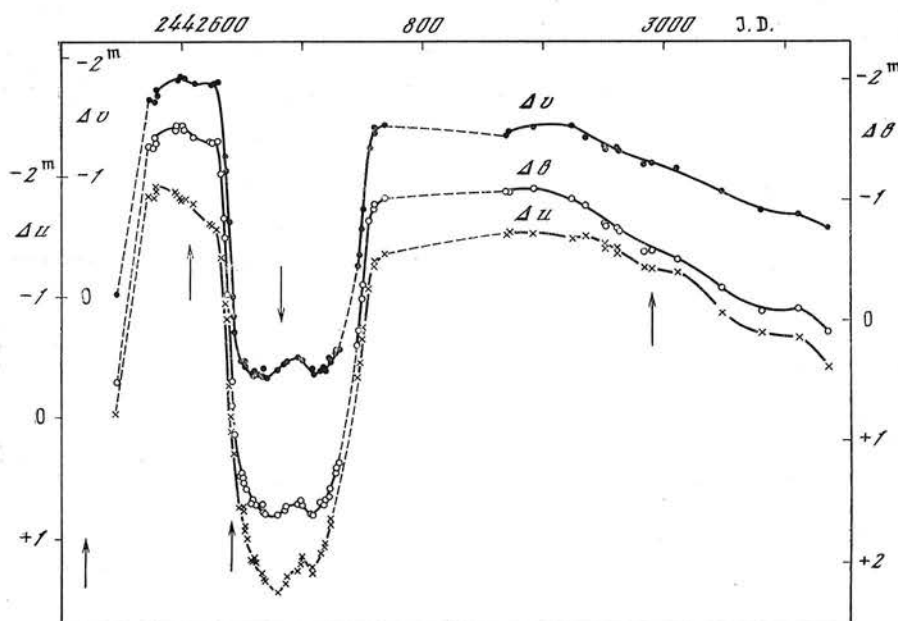


Рис. 1. Кривые изменения блеска CI Cyg с апреля 1975 г. по декабрь 1976 г. Стрелками указаны моменты получения спектров, представленных на рис. 2

J.D.2440000+	Δv	$\Delta(b-v)$	$\Delta(u-b)$	n	J.D.2440000+	Δv	$\Delta(b-v)$	$\Delta(u-b)$	n
2547,6	-0,029	+0,530	-0,734	3	2696,3	+0,485	+1,017	-0,256	3
573,5	-1,655	+0,210	-0,385	1	699,3	+0,504	+0,973	-0,277	3
577,6	-1,641	+0,208	-0,386	2	700,3	+0,516	+1,000	-0,324	3
578,6	-1,734	+0,201	-0,392	5	708,3	+0,590	+1,002	-0,366	2
579,5	-1,687	+0,212	-0,399	3	709,3	+0,622	+0,980	-0,335	3
595,5	-1,824	+0,225	-0,268	2	715,3	+0,598	+0,993	-0,389	2
596,5	-1,826	+0,187	-0,209	5	718,3	+0,569	+0,931	-0,361	3
599,5	-1,845	+0,222	-0,211	2	719,3	+0,599	+0,875	-0,454	3
600,5	-1,841	+0,211	-0,181	5	722,3	+0,500	+0,941	-0,559	3
602,5	-1,836	+0,234	-0,209	3	723,3	+0,520	+0,851	-0,540	3
610,5	-1,778	+0,245	-0,233	3	727,3	+0,447	+0,798	-0,505	2
624,5	-1,786	+0,289	-0,216	3	728,3	+0,425	+0,779	-0,563	3
625,5	-1,789	+0,298	-0,104	3	730,3	+0,414	+0,747	-0,551	2
629,4	-1,798	+0,301	-0,064	3	745,3	-0,271	+0,452	-0,536	2
633,5	—	—	-0,089	1	747,3	-0,355	+0,420	-0,535	3
636,5	-1,174	+0,319	-0,092	1	749,3	-0,567	+0,373	-0,466	3
637,4	-1,050	+0,351	-0,125	5	750,3	-0,728	+0,413	-0,436	1
639,5	-0,635	+0,396	-0,236	3	755,3	-1,248	+0,394	-0,221	2
642,4	-0,022	+0,498	-0,499	3	759,3	-1,366	+0,431	-0,324	3
643,4	+0,141	+0,537	-0,569	3	760,3	-1,412	+0,443	-0,327	3
644,5	+0,269	+0,654	-0,628	1	768,3	-1,441	+0,424	-0,342	2
649,5	+0,517	+0,745	-0,527	3	869,7	-1,350	+0,267	-0,442	2
650,4	+0,531	+0,706	-0,514	3	871,7	-1,374	+0,288	-0,454	2
651,4	+0,517	+0,767	-0,525	5	891,6	-1,425	+0,333	-0,438	2
652,5	+0,567	+0,766	-0,424	2	923,5	-1,437	+0,421	-0,464	1
653,5	+0,569	+0,808	-0,495	1	934,5	-1,320	+0,349	-0,536	3
654,4	+0,593	+0,781	-0,396	2	950,5	-1,249	+0,438	-0,633	2
658,4	+0,615	+0,871	-0,336	3	951,5	-1,236	+0,442	-0,654	2
659,4	+0,623	+0,866	-0,329	2	960,5	-1,235	+0,441	-0,591	2
660,4	+0,595	+0,871	-0,337	2	961,5	-1,225	+0,465	-0,646	2
662,4	+0,619	+0,896	-0,340	2	983,5	-1,107	+0,515	-0,642	1
667,4	+0,581	+0,904	-0,238	2	2988,5	-1,120	+0,532	-0,647	2
668,4	+0,646	+0,928	-0,251	2	3010,5	-1,072	+0,546	-0,677	2
669,4	+0,648	+0,937	-0,275	3	046,4	-0,880	+0,601	-0,594	3
680,3	+0,587	+1,005	-0,167	2	079,3	-0,728	+0,627	-0,604	2
685,4	+0,539	+1,012	-0,195	4	110,3	-0,686	+0,563	-0,556	1
687,3	+0,521	+1,003	-0,216	3	134,3	-0,576	+0,654	-0,500	2

Рассмотрение рис. 1 показывает, что блеск CI Cyg в период наблюдений менялся одновременно во всем спектральном диапазоне, но с амплитудой, равной $2^m/3$ для желтых, $3^m/0$ для синих и $3^m/3$ для ультрафиолетовых лучей. Вначале видно быстрое нарастание блеска. В максимуме излучение во всем наблюдаемом диапазоне длин волн испытывает небольшие колебания. Затем на всех трех кривых виден глубокий минимум, окончание которого по времени приходится на декабрь 1975 г. Нисходящая ветвь минимума на всех кривых более крутая, чем восходящая. Глубина минимума в желтых лучах несколько меньше, чем в синих и ультрафиолетовых. Части кривых, примерно соответствующие минимальному значению блеска, уменьшаются с длиной волны. Кроме того, излучение немного флуктуирует в этом минимуме. В предминимальной фазе CI Cyg несколько ярче, чем после минимума. В 1976 г. блеск CI Cyg достаточно монотонно уменьшался во всем наблюдаемом диапазоне спектра.

Спектральные наблюдения

Спектральные наблюдения CI Cyg выполнены на 2,6-м телескопе ЗТШ. В основном они получены К. К. Чуваевым, а также В. М. Краснобацевым на дифракционном спектрографе с ЭОП (СПЭМ-2). Несколько спектров сфотографировано Н. И. Шаховской на дифракционном спектрографе СП-72. Таким образом, было получено около 80 спектрограмм CI Cyg с дисперсиями 40, 72 и 100 Å/мм, соответствующих разным стадиям развития этой звезды.

Ранее было сказано, что спектр CI Cyg в период наших наблюдений менялся значительно. Это хорошо видно на рис. 2, где представлены репродукции 5 спектров, сфотографированных на СПЭМ-2. Моменты получения этих спектров отмечены стрелками на рис. 1. Каждая репродукция спектра на рис. 2 составлена из двух или трех частей. Объясняется это тем, что длина спектра, получаемого на СПЭМ-2, не превышает 2,5 см. Поэтому в зависимости от дисперсии (40 или 100 Å/мм) мы получаем участки спектра, охватывающие различные по диапазону спектральные интервалы. Спектры 17—18.IV, 16—17.VIII, 27—28.IX 1975 г. и 28—29.VII 1976 г. получены с дисперсией около 100 Å/мм. Первые два составлены из двух частей: 4300—5500, 5500—7100 и 4300—5500, 5800—7100 Å соответственно, а последние два из трех: 4300—5000, 5000—6200 и 6200—7100 Å. Спектр 14—15.VII 1975 г. получен с дисперсией около 40 Å/мм, и поэтому он и представлен не полностью, а лишь тремя спектральными интервалами: 4600—5100, 5500—5900 и 6350—6700 Å. При репродуцировании все спектры приведены к одной дисперсии.

Рассмотрение рис. 2 показывает следующее. Спектр 17—18.IV 1975 г., полученный еще до начала фотометрических наблюдений, типичен для симбиотических звезд. На этом спектре видны эмиссионные линии He II, He I, Fe II, H, [Fe VII], [O III], а также сильные полосы TiO.

Спектр 14—15.VII 1975 г., соответствующий максимальному блеску CI Cyg, совершенно иной. Исчезли эмиссионные линии с высокими потенциалами возбуждения и полосы TiO. Вместо них появились многочисленные линии поглощения, в том числе очень сильные H и K Ca II и дублет Na I (5890, 5896 Å). В эмиссии видны линии H α и H β .

Согласно глазомерной оценке интенсивностей линий H и K Ca II и полосы G в спектре CI Cyg, полученном также в эпоху максимального блеска 2—3.VII 1975 г. (J. D. 2442596) на СП-72, спектральный класс звезды определен как F5.

Спектр 16—17.VIII 1975 г. соответствует середине нисходящей ветви глубокого минимума. Здесь уже не видны многочисленные линии поглощения, но опять появились полосы TiO и эмиссионные линии Fe II. Эмиссионные линии H очень яркие.

Спектр 27—28.IX 1975 г., близкий по времени к середине глубокого минимума, отличается от предыдущего значительным усилением полос TiO.

В спектре 28—29.VII 1976 г. хорошо виден яркий континуум, слабые полосы TiO, эмиссионные линии H, He I и слабая 4686 He II.

Итак, рассмотрение рис. 2 показывает, что если в максимуме блеска спектр CI Cyg можно оценить как F 5, то в минимуме, середина которого совпадает с J. D. 2442687, преобладают характерные признаки холодной звезды. Причем линии с высокими потенциалами возбуждения отсутствуют.

Обсуждение результатов

Как известно, в спектрах симбиотических звезд в спокойном состоянии одновременно видны эмиссионные линии с высокими потенциалами возбуждения (He II, N III, C III, [Fe VII], [O III] и т. д.) и полосы TiO, свойственные очень холодным звездам. В большинстве своем эти звезды переменные. При значительном увеличении блеска вид спектра очень

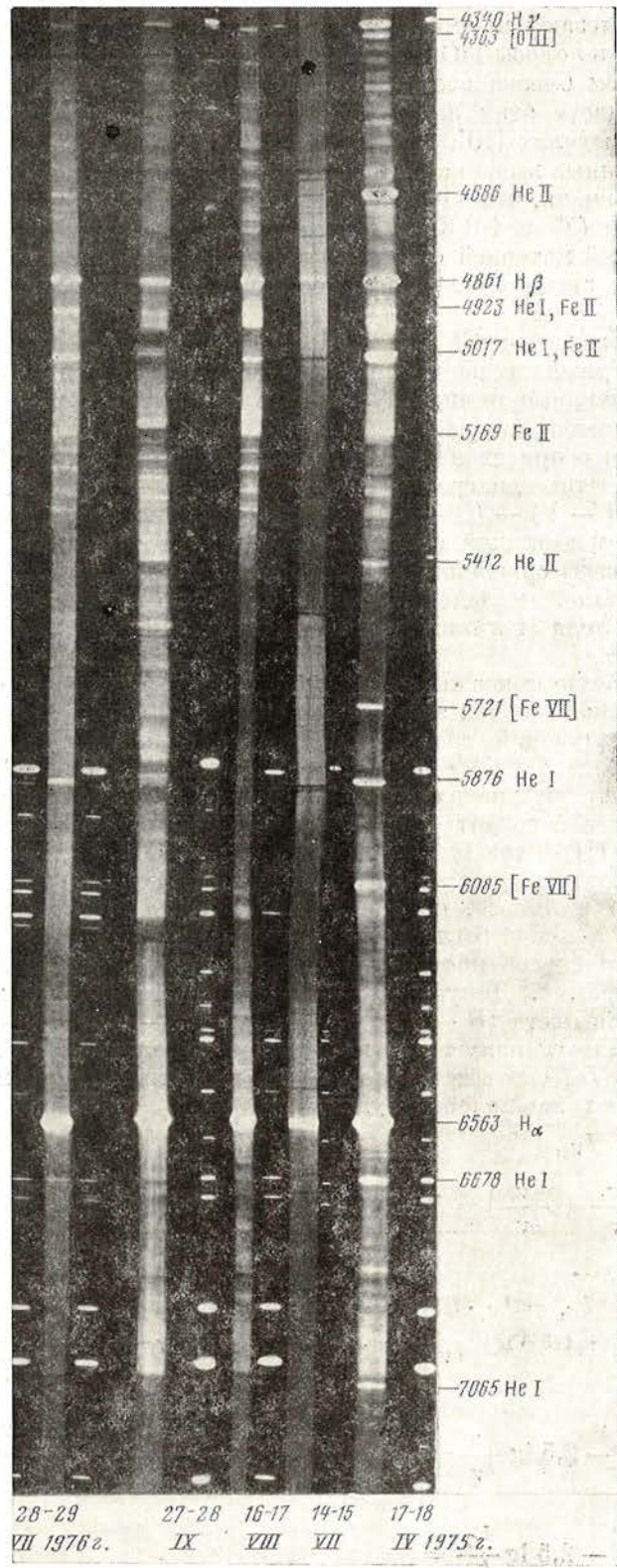


Рис. 2. Репродукции спектрограмм СI Суг

меняется. Исчезают и эмиссионные линии с высокими потенциалами возбуждения, и полосы TiO, а возникает спектр оболочки типа В — А — F. С уменьшением блеска восстанавливается первоначальная картина [5]. Показатели цвета этих звезд при изменении блеска также меняются в широких пределах [10].

Перечисленные выше особенности симбиотических звезд можно объяснить, если принять, что они двойные. Причем компонентами их являются горячая звезда ($T_c \approx 10^5$ К) малых размеров и холодный гигант М, окруженный газовой материей с $n_e \geq 10^6$ см $^{-3}$ и $T_e = 17000$ К. Показано, что вспышки этих звезд обусловлены нестационарностью горячих компонентов [11].

Наши наблюдения CI Cyg в 1975—1976 гг. — первый однородный ряд фотоэлектрических измерений, выполненных для этой звезды. Поэтому сравним полученные нами результаты с известными характеристиками других симбиотических звезд.

С этой целью приведен рис. 3, где сопоставлены кривая блеска CI Cyg (а) и две двуцветные диаграммы $\Delta(b-v) - \Delta(u-b)$ (б, в), аналогичные диаграмме $(B-V) - (U-B)$. Диаграммы рис. 3, б, в построены в нашей инструментальной системе. Используя соотношения (1) и UVV-измерения звезды сравнения BD + 35°3821, мы нанесли на эти диаграммы линию главной последовательности 1, линию показателей цвета абсолютно черного тела 5 и линии суммарных излучений 2—4, о которых следует сказать особо.

А. А. Боярчук показал, что распределение энергии в спектрах нескольких симбиотических звезд, в том числе и CI Cyg, можно представить как сумму излучений трех компонентов: гигант М5 III + абсолютно черное тело ($T_c \approx 10^5$ К) + газ ($n_e \geq 10^6$ см $^{-3}$, $T_e = 17000$ К) [6]. Поэтому если на двуцветную диаграмму $(B-V) - (U-B)$ нанести линии суммарных излучений гигант М5 III + абсолютно черное тело ($T_c \approx 10^5$ К) и гигант М5 III + газ ($n_e \geq 10^6$ см $^{-3}$, $T_e = 17000$ К), то очевидно, что показатели цвета этих симбиотических звезд в спокойном состоянии должны располагаться в полосе, ограниченной линиями суммарных излучений. Такой вывод хорошо согласуется с результатами [10].

Рассмотрим способ построения линий суммарных излучений на двуцветной диаграмме. Допустим, что имеются два источника излучения с показателями цвета $(B-V)_1$, $(U-B)_1$ и $(B-V)_2$, $(U-B)_2$. Обозначим интенсивности излучения источников в полосах V, B, U, I_{V_1} , I_{B_1} , I_{U_1} , I_{V_2} , I_{B_2} , I_{U_2} соответственно. Тогда интенсивности суммарного излучения в этих же полосах будут

$$I_V = I_{V_1} + I_{V_2},$$

$$I_V = I \left(\frac{I_{V_1}}{I_V} + \frac{I_{V_2}}{I_V} \right) = I_V (a + b),$$

где $(a + b) = 1$.

Поскольку $I_{B_1} = I_{V_1} \cdot 10^{-0,4(B-V)_1}$, то

$$I_B = I_{V_1} \cdot 10^{-0,4(B-V)_1} + I_{V_2} \cdot 10^{-0,4(B-V)_2} = I_V (a \cdot 10^{-0,4(B-V)_1} + b \cdot 10^{-0,4(B-V)_2}),$$

отсюда

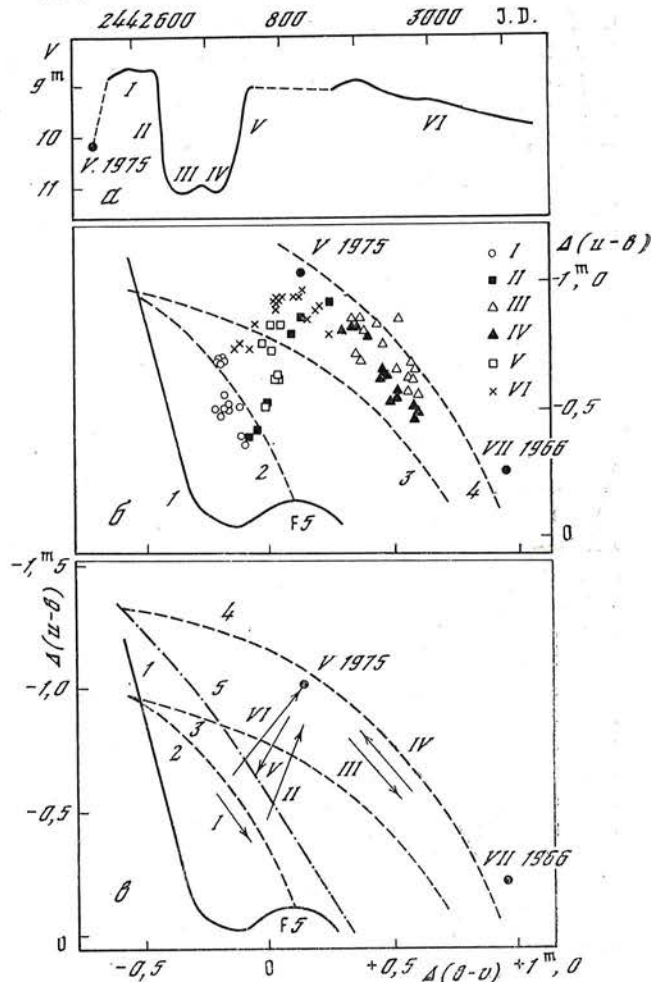
$$(B-V) = -2,5 \lg \frac{I_B}{I_V} = -2,5 \lg \frac{a \cdot 10^{-0,4(B-V)_1} + b \cdot 10^{-0,4(B-V)_2}}{a + b},$$

аналогично

$$\begin{aligned} (U-B) &= -2,5 \lg \frac{I_U}{I_B} = \\ &= -2,5 \lg \frac{a \cdot 10^{-0,4[(B-V)_1+(U-B)_1]} + b \cdot 10^{-0,4[(B-V)_2+(U-B)_2]}}{a \cdot 10^{-0,4(B-V)_1} + b \cdot 10^{-0,4(B-V)_2}}. \end{aligned}$$

Рис. 3. Сопоставление кривой блеска CI Cyg с положением соответствующих показателей цвета на двухцветной диаграмме

а — кривая блеска CI Cyg 1975—1976 гг. в системе V; б — положения наблюдаемых показателей цвета CI Cyg на двухцветной диаграмме $\Delta(b-v) - \Delta(u-b)$. Значения показателей цвета изображены различными значками в соответствии с кривой блеска рисунка 3, а. 1 — главная последовательность; 2—4 — линии суммарных излучений звезды F5 + газ ($n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 17000 \text{ K}$), M2 III + газ ($n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 17000 \text{ K}$), M2 III + абсолютно черное тело ($T_c \approx 10^5 \text{ K}$), e — смещения показателей цвета CI Cyg на двухцветной диаграмме $\Delta(b-v) - \Delta(u-b)$ при изменении блеска. Стрелками I—VI указаны смещения показателей цвета в соответствии с кривой блеска рис. 3, а; 1—4 — то же, что и на рис. 3, б; 5 — показатели цвета абсолютно черного тела



Возьмем для a значения 1,0; 0,9; 0,8; . . . , 0, а для b 0; 0,4; 0,2; . . . , 1,0. Тогда у нас будет набор значений показателей цвета суммарных излучений. Если же эти значения нанести на двухцветную диаграмму и соединить их плавной кривой, то получим линию суммарного излучения двух данных источников.

Возвращаясь опять к рис. 3, б, в, отметим следующее. Мы не располагаем точными определениями нормальных показателей цвета $(B - V)_0$ и $(U - B)_0$ для звезды M5 III. Поэтому в расчетах использованы $(B - V)_0$ и $(U - B)_0$ для M2 III [12].

Итак, на рис. 3, б, в линии 2 — 4 соответствуют разным суммарным излучениям. При этом использованы показатели цвета звезд F5 V и M2 III [12], газа ($n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 17000 \text{ K}$) [13] и абсолютно черного тела ($T_c \approx 10^5 \text{ K}$) [14]. Линия 2 нанесена согласно нашим наблюдениям CI Cyg в июне — июле 1975 г., когда ее спектр соответствовал спектральному классу F5 с эмиссионными линиями H_α и H_β .

На диаграмме рис. 3, б различными значками в соответствии с кривой блеска, приведенной на рис. 3, а, представлены наблюдаемые значения показателей цвета CI Cyg. Эти значения освобождены от влияния межзвездного поглощения света, величина которого $A_V = 1^m,5$ определена Л. П. Метик [6].

Двухцветная диаграмма рис. 3, в позволяет проследить за изменением показателей цвета CI Cyg в зависимости от блеска. С этой целью индивидуальные значения показателей цвета заменены стрелками, указывающими

направление смещения на диаграмме точек, изображающих показатели цвета, при изменении блеска. Отдельные участки кривой блеска и соответствующие им стрелки обозначены одинаковыми римскими цифрами. Для сравнения на обеих диаграммах отмечены значения показателей цвета CI Cyg, измеренные нами в июле 1966 г. [15] и в мае 1975 г.

Как видим, на двуцветной диаграмме $\Delta(b-v) - \Delta(u-b)$ наблюдаемые показатели цвета CI Cyg располагаются между главной последовательностью и линией 4. Малые изменения блеска (стрелки I, III, IV) смещают звезду на диаграмме вдоль линий суммарных излучений 2 и 4. При значительных изменениях звезда приближается к главной последовательности (стрелка V) или удаляется от нее (стрелки II, VI). Все это находится в хорошем согласии с результатами, полученными для других симбиотических звезд [10].

Перейдем к анализу спектров CI Cyg 1975—1976 гг.

Спектры этой звезды, полученные в начале наблюдений (апрель 1975 г.), в максимуме блеска (июнь—июль 1975 г.) и в июле 1976 г., хорошо соответствуют общей картине спектральных изменений симбиотических звезд при вспышках. Действительно, при увеличении блеска CI Cyg на несколько величин эмиссионные линии He II, He I, [Fe VII], [O III] и полосы TiO исчезли и появился спектр поглощения. При этом H_α и H_β имели контур типа P Cyg. В 1976 г. с уменьшением блеска исчезает спектр поглощения и опять появляются линии He I и слабые полосы TiO.

Но спектр CI Cyg, полученный в эпоху глубокого минимума, середина которого приходится на дату J.D. 2442687, противоречит общей схеме поведения спектра при уменьшении блеска переменной больше чем на две величины. Появились сильные полосы TiO, а эмиссионные линии с высокими потенциалами возбуждения не видны. Отсюда можно заключить, что появление глубокого минимума на кривых блеска не связано с обычным увеличением и последующим падением блеска симбиотической звезды.

Мы считаем, что наблюдаемое явление обусловлено затмением одного из компонентов в двойной системе CI Cyg. Поскольку в минимуме видны очень сильные полосы TiO, присущие звезде M, то следовательно, в это время холодный компонент закрыл от наблюдателя другой более горячий компонент.

На рис. 4 сопоставлены наши фотоэлектрические наблюдения, выполненные в 1973—1976 гг. [16] в системе B и V, со средней фотографической кривой блеска CI Cyg [17]. Эта средняя кривая изображена широкой полосой, поскольку при достаточно хорошем постоянстве величины периода она основана на индивидуальных наблюдениях, показывающих большую дисперсию около среднего значения [2]. Фазы на рис. 4 нанесены согласно световым элементам кривой блеска Уитни [18]

$$\text{Min} = \text{J. D. } 2441902 + 855^{\text{d}},25 E.$$

Как видим, блеск CI Cyg в минимуме 1975 г. в системе B близок к среднему значению m_{rg} звезды в спокойном состоянии. Поскольку, согласно спектральным наблюдениям (см. рис. 2), блеск в минимуме 1975 г. определяется холодным компонентом, то отсюда следует, что за вспышку в системе ответствен горячий компонент. И можно считать, что появление спектра поглощения связано со вспышкой этого компонента.

По-видимому, при вспышке CI Cyg 1975 г. излучение второго (горячего) компонента преобладало над излучением холодного компонента и газа. Следовательно, будем считать, что спектр поглощения, оцененный нами как F5, характеризует этот компонент. Нам также известно, что спектральный класс холодного компонента соответствует M5 III [6]. Оценим, может ли затмение компонента F5 холодным гигантом обеспечить наблюдаемую глубину минимума в желтых лучах, равную $2^{\text{m}}3$.

Если B (F5) и B_λ (M5 III) — функции Планка для звезд F5 и M5 III, то

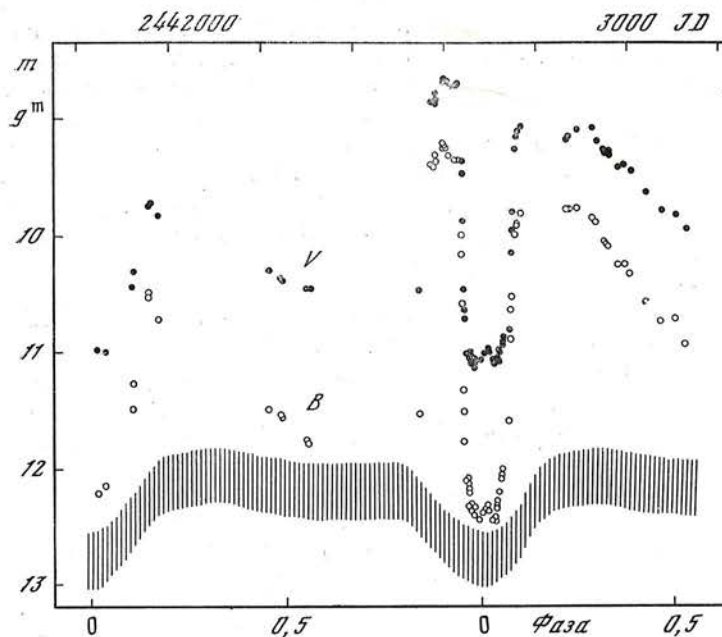


Рис. 4. Сопоставление кривых блеска CI Cyg 1973—1976 гг. в системах V и B со средней фотографической кривой блеска [2, 17, 18]

величина, определяемая как

$$\frac{B_{\lambda}(F5) R_{F5}^2}{B_{\lambda}(M5 III) R_{M5 III}^2} = \frac{I_{\lambda}(F5)}{I_{\lambda}(M5 III)},$$

будет характеризовать отношение интенсивности излучения этих звезд в длине волны λ . Принимаем $T_c = 7600$ К для компонента F5, а $T_c = 3000$ К для холодного гиганта [19]. Отношение $I_{\lambda}(F5)/I_{\lambda}(M5 III)$ определяем по глубине минимума, равной $2^m/3$ в полосе V. Тогда, $R_{F5}/R_{M5 III} \approx 0,1$.

Таким образом, размеры горячего компонента на порядок меньше, чем холодного. Это свидетельствует в пользу справедливости нашего предположения. Следовательно, наши наблюдения еще раз наглядно подтверждают гипотезу двойственности симбиотических звезд.

Приведем некоторые расчеты размеров системы CI Cyg.

Известно, что

$$a_1 + a_2 = P^{2/3} (\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^{1/3},$$

где $(a_1 + a_2)$ — расстояние между центрами тяжести компонентов, P — период обращения компонентов в годах и $(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)$ — сумма масс компонентов в единицах масс Солнца.

Величина периода P для CI Cyg известна и равна 855,25 дня. Величины \mathfrak{M}_1 и \mathfrak{M}_2 возьмем, исходя из общих соображений. Поскольку один из компонентов поздний гигант, примем его массу равной $3\mathfrak{M}_{\odot}$, для второго $1\mathfrak{M}_{\odot}$. Тогда $a_1 + a_2 \approx 2,5$ а. е.

Используя результаты исследований непрерывного спектра [6], получим, что в спокойном состоянии m_{pg} горячего компонента близка к 14^m . Во вспышке величина B этого же компонента приблизительно $9^m/2$. Таким образом, изменение блеска составляет около 5^m в синей области спектра.

Совсем недавно появилась статья Бата, посвященная моделям симбиотических звезд [20]. Автор придерживается точки зрения, что симбиотические звезды двойные. Один из компонентов — холодный гигант,

заполняющий полость Роша. Вытекающая через точку Лагранжа материя образует вокруг второго, горячего компонента диск. Существование такого диска обуславливает возникновение вспышек этого компонента. Гипотеза Бата, несомненно, представляет большой интерес, поскольку впервые сделана попытка установить причину вспышек горячего компонента.

Наши наблюдения *CI Cyg* 1975 — 1976 гг. недостаточны для того, чтобы подтвердить или опровергнуть эту гипотезу, поскольку они относятся к активной стадии развития звезды. Однако существование диска вокруг горячего компонента может помочь в объяснении формы кривой блеска *CI Cyg* в спокойном состоянии.

Возвращаясь к рис. 4, видим, что глубокий минимум 1975 г. хорошо совпадает по фазе с минимумом средней кривой блеска. Но если первый обусловлен затмением, то и второй, по-видимому, связан с орбитальным движением компонентов. Однако формы этих минимумов очень различаются. Если минимум 1975 г. узкий и глубокий, то минимум средней кривой блеска значительно шире и мельче. Можно предположить, что такая форма второго минимума обусловлена затмением не только горячего компонента, но и окружающего его диска. Причем диск вносит заметную долю в излучение системы. Различие же в глубинах обусловлено тем, что горячий затмеваемый компонент в 1975 г. был на 5^m ярче, чем в обычном состоянии. Таким образом, в спокойном состоянии происходит затмение холодным компонентом системы горячий компонент + диск, имеющий значительные размеры. Кроме того, наклон плоскости орбиты к лучу зрения может быть отличным от 0° . В результате совокупность этих факторов может дать наблюдаемую форму минимума на средней кривой блеска *CI Cyg*.

В заключение автор выражает глубокую благодарность К. К. Чуваеву, Н. И. Шаховской и В. И. Краснобабеву за получение спектрограмм *CI Cyg*.

Автор благодарен также члену-корреспонденту АН СССР А. А. Боярчуку и докторам физ.-мат. наук Р. Е. Гершбергу и В. Б. Никонову за полезные дискуссии и советы, Н. В. Киселевой, Л. И. Филатовой и В. И. Угнич за подготовку иллюстративного материала к печати.

Май 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Greenstein N. K.* — Bull. Harv. Observ., 1937, N 906.
2. *Hoffleit D.* — Irish Astron. J., 1968, 8, 149.
3. *Spittigerler E.* — MVS, 1975, 6, N. 8, 193.
4. *Belyakina T. S.* — In: Variable stars and stellar evolution, IAU Symp. N 67. V. Sherwood and L. Plaut (Eds.). D. Reidel Publ. Co. Dordrecht-Holland, 1975, p. 397.
5. *Swings P.* — In: Spectroscopic Astrophysics. G. H. Herbig (Ed.). Univ. Calif. Press, 1970, p. 189.
6. *Боярчук А. А.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 129.
7. *Merrill P. W.* — Astrophys. J., 1944, 99, 15; 1950, 111, 484.
8. *Johnson H. L.* — Astrophys. J., 1954, 119, 181.
9. *Hogg A. R., Kron G. E.* — Astron. J., 1955, 60, 365.
10. *Белякина Т. С.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 103.
11. *Боярчук А. А.* — В кн.: Эруптивные звезды, под ред. А. А. Боярчука и Р. Е. Гершберга. М., «Наука», 1970, с. 113.
12. *Johnson H. L., Morgan W. W.* — Astrophys. J., 1953, 117, 3.
13. *Gershberg R. E.* — In: Variable stars and stellar evolution, IAU Symp. N 67. V. Sherwood and L. Plaut (Eds.). Dordrecht-Holland, D. Reidel Publ. Co., 1975, p. 47.
14. *Ажусенис А., Страйжис В.* — Бюл. Вильнюс. астр. obs., 1967, № 19, 40.
15. *Белякина Т. С.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 171.
16. *Belyakina T. S.* — IBVS, 1974, N 863.
17. *Луциускас А.* — Бюл. Вильнюс. астр. obs., 1972, № 33, 50.
18. *Aller L. H.* — Publ. Dominion Astrophys. Observ., 1954, 9, N 11.
19. *Аллен К. У.* Астрофизические постоянные. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1960, с. 216.
20. *Bath G. T.* — Mont. Notices Roy. Astron. Soc., 1977, 178, 203.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ AN And

Т. М. Рачковская

Изучен спектр главного компонента AN And с дисперсией 6—15 Å/мм. Спектральный класс по кальцию Sp (K Ca II) = A9, F0 более ранний, чем по металлам Sp (M) = F2 — F5. Скорость вращения $v \sin i = 53$ км/с предполагает синхронность осевого и орбитального вращений ($v_{orb} = 60$ км/с). Обнаружен избыток титана, стронция, циркония и дефицит магния и хрома в атмосфере звезды по сравнению с Солнцем.

Турбулентная скорость равна $v_t = 9,4$ км/с.

Скорость центра масс системы $\gamma = -5,6$ км/с.

Полуамплитуда лучевой скорости главного компонента $K_1 = 72$ км/с.

SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE ECLIPSING BINARY AN AND, by T. M. Rachkovskaja. — The spectrum of eclipsing binary AN And has been studied using spectrograms with dispersion 6—15 Å/mm. The calcium spectral type Sp (K Ca II) = A9, F0 was found to be earlier than the metallic one Sp (M) = F2 — F5. Axial velocity of the stars equals to $v \sin i = 53$ km/s and the orbital one to $v_{orb} = 60$ km/s. Possibly there exists axial-orbital synchronism. Enhancement of titanium, strontium, zirconium and a deficit of magnesium and chromium is observed.

The turbulence velocity equals to $v_t = 9.4$ km/s.

The following parameters have been obtained from the velocity curve:

$\gamma = -5.6$ km/s, $K_1 = 72$ km/s.

Затменная система AN And ($P = 3^d219565$, $m = 6,0 \div 6,20$) интересна тем, что у ее главного компонента были обнаружены признаки металлической звезды. Каули и др. [1] приписывают ей спектральный класс A7m III — IV.

Кривая блеска AN And определена Стеббинсом [2], им были найдены фотометрические элементы системы. Согласно Стеббинсу, разность блеска компонентов в максимуме равна $\Delta m = 1^m4$.

Спектроскопическая орбита AN And впервые была вычислена Р. Янгом и недавно А. Янгом [3]. А. Янг рассмотрел результаты изучения орбиты, уточнил элементы и сделал вывод об изменении γ -скорости в системе AN And.

Ни один из наблюдателей не нашел в спектре AN And признаков вторичного компонента, правда, дисперсия спектрограмм во всех случаях была умеренной или ниже 100 Å/мм и детального исследования спектра не проводилось.

В данной работе мы поставили перед собой задачу на основании спектрограмм с достаточно высокой дисперсией изучить спектр AN And в разные фазы орбитального периода с целью: 1) выяснить, существует ли изменение в спектре в течение периода; 2) определить содержание химических элементов и физические характеристики в атмосфере главного компонента, так как таких определений для AN And до сих пор сделано не было.

1. Материал наблюдений.
Отождествление спектральных линий

Наблюдения выполнены в 1967 и 1976 гг. на дифракционном спектрографе 1,22-м рефлектора и на спектрографе Куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Использовались эмульсии ОаО, 103аО и 103аF. Данные о спектрограммах собраны в табл. 1. Фазы, приведенные в последнем столбце, вычислены согласно эфемериде

$$J. D. \odot 2421060,326 + 3,219565 E$$

на момент середины экспозиции.

Обработка спектрограмм проводилась на микрофотометре в прямых интенсивностях.

Таблица 1

Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å	Фаза
1967 г.				
31.VII—1.VIII	1 ч	15	4400—3700	P 0,592
	1 ч	15	4700—4300	0,605
9—10.VIII	1 ч 20 мин	15	4800—4400	0,365
	1 ч	15	4400—3700	0,385
10—11.VIII	1 ч	15	4400—3700	0,683
	1 ч	15	4800—4400	0,698
22—23.X	1 ч 20 мин	15	4400—3700	0,270
	1 ч 15 мин	15	4800—4400	0,289
16—17.XI	2 ч	15	4400—3700	0,042
1972 г.				
4—5.XII	1 ч 50 мин	15	4800—4400	0,15:
1976 г.				
13—14.VIII	2 ч	12	4900—3700	0,891
14—15.VIII	1 ч 55 мин	8	4500—3700	0,212
15—16.VIII	3 ч 40 мин	6	4900—3700	0,510
17—18.VIII	3 ч 40 мин	6	4900—3700	0,130
4—5.IX	3 ч 50 мин	6	4900—3700	0,710
9—10.IX	3 ч	12	6900—5800	0,268
14—15.X	3 ч 30 мин	12	4900—3700	0,064
	3 ч 30 мин	12	6900—5800	0,111
	3 ч 30 мин	12	6100—4700	0,157
11—12.XI	3 ч 20 мин	12	6900—5800	0,762
	3 ч	12	4900—3700	0,803
13—14.XI	4 ч 40 мин	12	4900—3700	0,372

С целью выявления особенностей спектра AN And все спектрограммы изучались независимо. При отождествлении линий мы пользовались таблицами Мур [4] и списком линий, наблюдаемых в Am-звезде 15 Vul, изучавшейся А. А. Боярчуком и А. Х. Маматказиной [5]. Результат отождествления показал, что, за незначительным исключением, в спектре AN And присутствуют те же линии, что и в 15 Vul, но в AN And по сравнению с 15 Vul подавляющее большинство линий блендируется. Полного списка отождествленных линий мы не приводим, а даем лишь список линий водорода и металлов (табл. 2 и 3), для которых можно было достаточно уверенно определить эквивалентную ширину W_λ (n — число использованных спектро-

Таблица 2

$\lambda, \text{ \AA}$	Линия	1967 г.		1976 г.	
		$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	n
6562,82	H $_{\alpha}$			14,27	3
4861,33	H $_{\beta}$			16,38	4
4340,47	H $_{\gamma}$	14,00	5	18,03	5
4101,74	H $_{\delta}$	15,29	5	20,00	6
3970	H $_{\epsilon}$ + H Ca II	14,26	5	19,64	5
3933,66	K Ca II	4,96	5	6,00	5
3889,05	H $_{\delta}$	10,38	5	13,45	5
3835,39	H $_{\theta}$	10,52	5	12,54	6
3797,90	H $_{10}$	7,25	5	8,46	5
3770,63	H $_{11}$	5,45	5	6,00	4
3750,15	H $_{12}$	4,31	5	5,38	4
3734,37	H $_{13}$	3,11	5	3,74	4
3721,94	H $_{14}$	1,84	4	2,30	4
3711,97	H $_{15}$	1,60	4	1,76	3
3703,86	H $_{16}$	1,22	4	1,26	1
3697,15	H $_{17}$	0,77	3	0,70	1
3691,56	H $_{18}$			0,75	1

грамм). Для этих линий были построены контуры и определены эквивалентные ширины. Затем контуры, эквивалентные ширины линий водорода и K Ca II, а также некоторые участки спектра, полученные в разные фазы, сравнивались между собой. Сравнение не показало каких-либо существенных различий в спектре звезды от фазы к фазе. Было лишь замечено различие в эквивалентных ширинах W_{λ} линий, наблюдаемых в разные годы. А именно W_{λ} водорода и K Ca II (и некоторых более слабых линий металлов) в 1976 г. в 1,3—1,5 раза больше, чем в 1967 г. Можно думать, что такое расхождение в величинах W_{λ} может быть обусловлено тем, что они определены по спектрограммам, полученным на разных спектрографах. Однако сравнение эквивалентных ширины линий по спектрограммам 1,22-м и 2,6-м телескопов изучавшейся нами ранее звезды V599 Aql [6] не показало систематического расхождения. Остается допустить, что изменение W_{λ} в спектре AN And — явление реальное.

Таким образом, в результате изучения спектра AN And не было замечено каких-либо особенностей, которые указывали бы на присутствие вторичного компонента.

2. Некоторые характеристики AN And

Из сказанного выше следует, что наблюдаемый спектр обязан главному компоненту системы. Эквивалентные ширины W_{λ} некоторых линий мы использовали для определения характеристик главной звезды. Спектральный класс был определен по зависимостям И. М. Копылова W_{λ} , Sp [7]. Оказалось Sp (K Ca II) = A9 и F0 в 1967 и 1976 гг. соответственно, спектральный класс по металлическим линиям значительно позднее Sp (M) = F2 ÷ F5. Т. е. соотношение между спектральными классами по кальцию и металлам такое же, как у металлических звезд: Sp (K Ca II) более ранний, чем Sp (M). Водородные линии в спектре AN And очень интенсивны и, по-видимому, соответствуют раннему A-классу.

По водородным линиям были определены следующие характеристики атмосферы AN And.

Таблица 3

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	1967 г.		1976 г.		$\lambda, \text{Å}$	Элемент	1967 г.		1976 г.	
		$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n			$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n
5853,68	Ba II			0,21	1	4583,83	Fe II	0,53	1	0,51	3
5688,20	Na I			0,18	1	4576,33	Fe II	0,22	1	0,15	3
5682,63	Na I			0,16	1	4571,97	Ti II	0,36	4	0,29	3
5598,49	Ca I			0,29	1	4563,76	Ti II	0,40	2	0,30	3
5594,47	Ca I			0,25	1	4558,66	Cr II	0,25	3	0,26	3
5497,52	Fe I			0,20	1	4549,47	Fe II	0,69	4	0,51	3
5455,61	Fe I			0,42	1	4533,97	Ti II	0,50	4	0,55	3
5410,91	Fe I			0,29	1	4522,63	Fe II	0,40	4	0,35	3
5397,1	Fe I			0,26	1	4520,23	Fe II			0,22	3
5383,37	Fe I			0,23	1	4515,34	Fe II	0,32	2	0,24	3
5362,86	Fe I			0,32	1	4508,28	Fe II	0,31	4	0,29	3
5353,53	Ce II			0,13	1	4501,27	Ti II			0,40	4
5328,01	Fe I			0,51	1	4481,13	Mg II	0,76	4	0,71	3
5316,61	Fe II			0,47	1	4481,33					
5273,18	Fe I			0,15	1	4476,02	Fe I	0,24	1	0,16	5
5208,44	Cr I			0,36	1	4427,31	Fe I			0,24	4
5194,90	Fe I			0,22	1	4415,30	Fe II	0,52	1	0,47	3
5188,70	Ti II			0,37	1	4320,76	Sc II			0,33	4
5183,60	Mg II			0,45	1	4309,6	Y II, Sm II			0,33	3
5172,60	Mg I			0,45	1	4318,65	Ca I			0,27	2
5162,29	Fe I			0,11	1	4296,57	Fe II	0,28	4	0,34	4
5056,02	Si II			0,14	1	4294,13	Fe I	0,25	5	0,33	5
5049,82	Fe I			0,16	1	4290	Ti II, Fe I			0,72	5
5001,87	Fe I			0,21	1	4283,01	Ca I			0,22	2
4993,36	Fe II			0,09	1	4274,80	Cr I	0,20	2	0,36	5
4991,11	Fe II			0,09	1	4258,16	Fe II	0,15	5	0,16	4
4989,14	Ti I			0,10	1	4254,35	Cr I			0,20	4
4980,16	Ni I			0,12	1	4242,38	Cr II	0,14	4	0,20	4
4971,35	Ni I			0,08	1	4233,17	Fe II	0,42	5	0,50	6
4957,60	Fe II			0,53	1	4226,73	Ca I			0,60	3
4934,08	Ba II			0,31	1	4222,22	Fe I	0,12	3	0,17	5
4736,78	Fe II			0,09	1	4215,52	Sr II	0,35	5	0,49	7
4731,44	Fe II			0,15	1	4202,03	Fe I	0,27	5	0,39	4
4714,42	Ni I			0,21	1	4181,76	Fe I	0,25	4	0,25	3
4656,97	Fe II			0,24	4	4167	Mg I, Ce II	0,15	4	0,20	6
4648,66	Ni I			0,23	3	4161	Fe I, Sr II	0,32	5	0,41	6
4647,44	Fe I			0,15	2	4149,14	Zr II	0,29	4	0,43	5
4634,11	Cr II			0,18	3	4063,60	Fe I	0,47	5	0,52	6
4629,34	Fe II			0,34	3	4045,80	Fe I	0,46	5	0,61	7
4592	Cr II			0,22	3	4028,33	Ti II			0,22	4
4588,29	Cr II			0,17	3						

1. Числа атомов водорода на втором энергетическом уровне над 1 см^2 фотосферы $\lg N_{02}H$ (ниже приведено предельное значение этой величины для двух лет наблюдений).

2. Предельное значение центральной глубины линии R_c .

3. Электронная плотность по формуле Инглиса—Теллера $\lg n_e (m)$. Заметим, что эти величины такого же порядка, как и у нормальных звезд спектральных классов, близких к Sp AN And.

В правой половине таблички (см. ниже) записаны скорость осевого вращения $v \sin i$ и скорость орбитального вращения AN And. Скорость осевого вращения определена по полуширинам следующих линий: Fe I — λ 4045; Fe II — λ 4629, λ 4549; Ti II — λ 4572, λ 4290; Sr II — λ 4215. Скорость орбитального вращения $V_{\text{орб}}$ была вычислена на основании $R_1 = 3,85 R_{\odot}$ [8] (R_1 — радиус главного компонента). Если принять согласно

$\lg n_e (m)$	$13,5 \pm 0,03$	$v \sin i, \text{ км/с}$	53 ± 3
R_c	0,85	$V_{\text{орб}}, \text{ км/с}$	60
$\lg N_{\text{O}_2} H$	16,7		

[2], $i = 70^\circ$ и считать, что линии, по которым определена величина $v \sin i$, расширены только вращением (макротурбуленция, по-видимому, играет малую роль, это будет видно из следующего раздела), то величины $v_{\text{осев}}$ и $v_{\text{орб}}$ окажутся близкими, и можно предполагать, что в AN And существует синхронизм орбитального и осевого вращений.

3. Кривая роста. Анализ атмосферы

Для построения кривой роста были выбраны достаточно уверенные линии (табл. 4). В табл. 4 даны также потенциал возбуждения χ нижнего уровня и силы осцилляторов $gf\lambda$ согласно [5]. При построении кривой роста в качестве теоретической кривой мы использовали кривую роста, рассчитанную Врубелем [9] при $B_0/B_1 = 1/3$ для области $\lambda < 4800 \text{ \AA}$ и $B_0/B_1 = 2/3$ для области $\lambda > 4800 \text{ \AA}$. В этом случае осью абсцисс является величина

$$\lg \eta_0 = \lg \frac{N_r}{U_r} + \lg X_{\kappa} - \lg \kappa_{\lambda_0} - \lg v_0 + \lg \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc},$$

где

$$\lg X_{\kappa} = \lg gf\lambda - \Theta_{\text{возб}} \chi - \lg \frac{\kappa_{\lambda}}{\kappa_{\lambda_0}},$$

$$v_0 = \sqrt{v_{\text{тепл}}^2 + v_{\text{тур}}^2}.$$

Коэффициенты непрерывного поглощения были взяты из работы Бодде [10].

Задав предварительную температуру возбуждения $\Theta_{\text{возб}} = 0,69$, мы построили наблюдаемую кривую роста и по линиям железа Fe I определили температуру возбуждения (рис. 1). Она оказалась равной $\Theta_{\text{возб}} (\text{Fe I}) = 0,72 \pm 0,03$. С этим значением $\Theta_{\text{возб}}$ были построены для разных элементов окончательные кривые роста, которые затем были объединены в одну кривую путем сдвига вдоль оси абсцисс. За основу взята кривая роста, построенная по линиям железа, как самым многочисленным в спектре AN And. На рис. 2, *a* и *b* показаны кривые роста по наблюдениям 1976 г. для разных областей спектра. Сплошные линии — теоретические кривые.

Путем сравнения теоретической и наблюдаемой кривых была определена доплеровская скорость v_0 и постоянная затухания $\lg a$ (см. ниже).

$\Theta_{\text{возб}}$	$0,72 \pm 0,03$	$\lg a$	-1,8
$v_0, \text{ км/с}$	9,9	$\lg P_e$	2,22

Из кривой роста определено также содержание N_r ионов различных элементов. Во втором столбце табл. 5 приведены средние значения этих величин. В третьем столбце указано число n использованных линий. Для определения полного содержания элементов необходимо учесть атомы, находящиеся в ненаблюдаемых стадиях ионизации. Для этого нужно знать величину электронного давления P_e . Она была вычислена по формуле Саха по железу и хрому. При этом предполагалось, что $\Theta_{\text{ион}} = 0,92 \Theta_{\text{возб}}$. В результате получены значения $\lg P_e (\text{Fe}) = 2,13$ и $\lg P_e (\text{Cr}) = 2,51$. Придавая большой вес определению по железу, окончательно принимаем $\lg P_e = 2,22$ которое и было использовано при вычислении числа ионов в ненаблюдаемых стадиях ионизации.

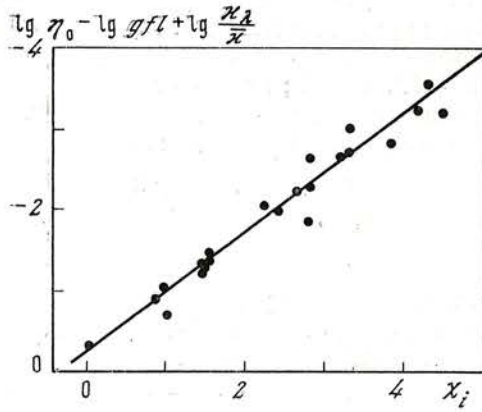
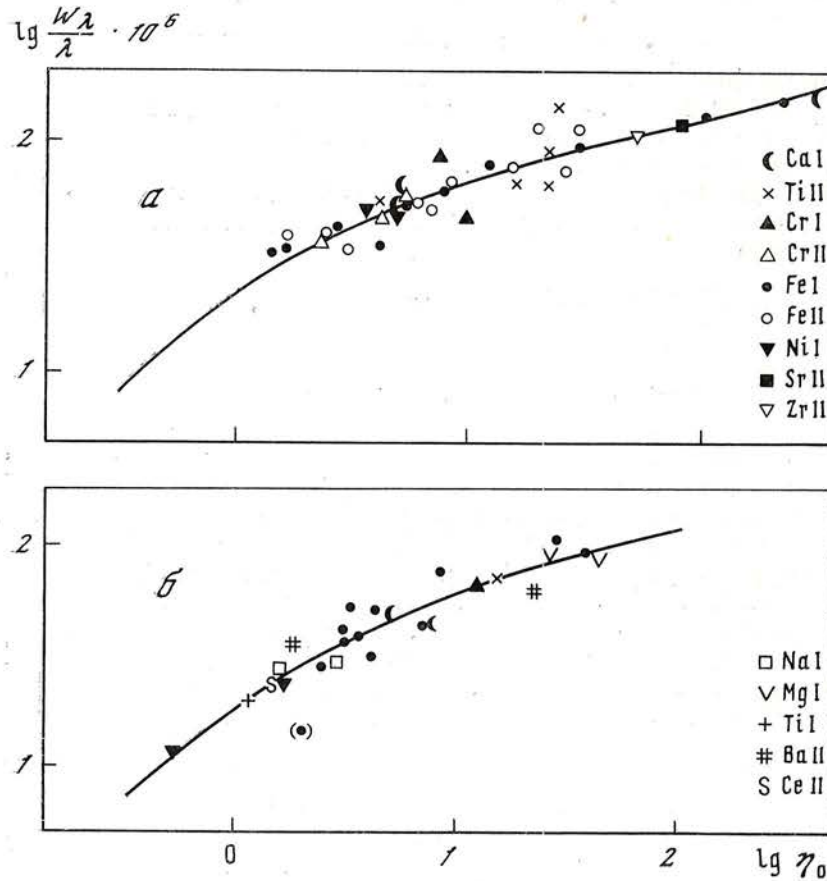


Рис. 1. Определение температуры возбуждения $\theta_{\text{возб}}$

Рис. 2. Кривая роста для области $\lambda < 4800 \text{ \AA}$ (а) и для $\lambda > 4800 \text{ \AA}$ (б)



В четвертом столбце табл. 5 приведено полное содержание элементов, в пятом — содержание на Солнце [5] в той же системе сил осцилляторов. В следующем (шестом) столбце этой же таблицы дано относительное содержание элементов

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

Как видно из табл. 5, число линий, использованных для определения содержания элементов в AN And, различно, различно и качество этих линий (некоторые линии блендированы в крыльях), поэтому в последнем столбце табл. 5 даны примечания о надежности определений $[X]$. Из табл. 5 видно,

Таблица 4

$\lambda, \text{Å}$	$\chi_{r,s}, \text{эВ}$	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$	$\lambda, \text{Å}$	$\chi_{r,s}, \text{эВ}$	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$
Na I							
	6			5497,52	15		
5688,21	2,10	3,33	1,48	5455,61	1,01	1,39	1,56
5682,63	2,09	3,08	1,45	5328,04	1,01	1,89	1,84
					0,91	2,39	1,98
					36		
Mg I				5194,94	1,56	1,98	1,62
	2				41		
5183,60	2,70	3,55	1,94	4294,13	1,48	2,57	1,89
5172,60	2,70	3,33	1,94		42		
				4202,03	1,48	2,95	1,97
					43		
Ca I				4063,60	1,56	3,54	2,11
	5			4045,81	1,48	3,80	2,18
4318,65	1,89	3,43	1,79		114		
4283,01	1,88	3,41	1,71	5049,82	2,28	2,36	1,50
4226,73	0,00	3,87	2,15		152		
	21			4222,22	2,45	2,60	1,61
5598,49	2,51	3,53	1,71		318		
5594,47	2,51	3,70	1,66	4957,60	2,81	3,56	2,03
					350		
Ti I				4476,02	2,84	3,10	1,55
	173				354		
4989,15	1,97	3,17	1,30	4181,76	2,83	3,31	1,78
					409		
Ti II				4647,44	2,69	2,55	1,51
	31				553		
4501,27	1,12	2,93	1,95	5273,18	3,29	2,91	1,46
	50				554		
4563,76	1,22	2,84	1,88	4736,78	3,21	2,99	1,53
4533,97	1,24	3,05	2,09		965		
	70			5001,87	3,88	3,37	1,62
5188,70	1,58	2,92	1,86		1089		
	82			5162,29	4,18	3,67	1,59
4571,97	1,56	3,24	1,80		1146		
4028,33	1,89	2,67	1,74	5383,37	4,31	4,10	1,65
					1165		
Cr I				5410,91	4,47	3,92	1,73
	1						
4274,80	0,00	3,28	1,80	Fe II			
4254,35	0,00	3,40	1,67		28		
	7			4253,15	2,70	0,26	1,57
5208,44	0,94	3,66	1,84		37		
Cr II				4629,34	2,81	1,61	1,87
	31			4520,24	2,81	1,00	1,69
4242,36	3,87	2,57	1,67	4515,35	2,84	0,97	1,72
	44				38		
4538,22	4,07	2,93	1,57	4583,85	2,81	1,63	2,05
4538,66	4,07	3,29	1,76	4576,33	2,84	0,66	1,52
				4549,47	2,83	1,47	2,05
Fe I				4522,63	2,84	1,37	1,89
	2			4508,28	2,85	1,11	1,81
4427,31	0,05	1,22	1,73		43		
				4731,44	2,89	0,63	1,58

Таблица 4 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	$\%_{r.s.}, \text{эВ}$	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^4$	$\lambda, \text{Å}$	$\%_{r.s.}, \text{эВ}$	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^4$
Ni I				Zr II			
	98				41		
4714,42	3,38	3,95	1,65	4149,20	0,80	3,49	2,02
4648,65	3,42	3,85	1,70	Ba II			
	112				1		
4980,17	3,59	3,64	1,38	4934,08	0,00	3,53	1,80
	274				2		
4971,34	4,54	3,83	1,08	5853,68	0,60	2,73	1,56
Sr II				Ce II			
	1				15		
4245,52	0,00	2,65	2,07	5353,53	0,40	3,38	1,38

Таблица 5

Элемент	$\lg N_r$	n	$\lg N$	$\lg N_\odot$	[X]	Примечания
H	12,00		12,00	12,00		
Na I	3,36	2	7,03	6,21	+0,55	Недостаточно уверенное
Mg I	4,15	2	7,13	7,35	-0,49	Уверенное
Ca I	2,93	5	6,18	6,23	-0,32	Недостаточно уверенное
Ti I	4,21	1	5,32	4,68	} +0,43	Недостаточно уверенное
Ti II	5,28	6	5,29	4,53		Очень уверенное
Cr I	3,33	3	5,54	5,35	} -0,21	Достаточно уверенное
Cr II	5,54	3	5,54	5,60		
Fe I	5,57	21	7,86	7,56	} 0,00	Очень уверенное
Fe II	7,86	10	7,86	7,62		
Ni I	4,87	4	6,97	6,25	+0,45	Недостаточно уверенное
Sr II	3,71	1	3,71	2,92	+0,52	Уверенное
Zr II	4,32	1	4,32	2,20	+1,85	Достаточно уверенное
Ba II	2,41	1	2,41	2,22	-0,08	Достаточно уверенное

что содержание элементов в атмосфере AN And значительно отличается от солнечных. Так, в AN And в избытке натрия, титан, никель, стронций и цирконий и, по-видимому, существует дефицит магния и хрома. У металлических звезд, как известно, наблюдается дефицит кальция и скандия и повышенное содержание элементов тяжелее стронция. В AN And относительно кальция мы можем только сказать, что он в недостатке и что стронций в избытке. Можно отметить еще другие аномалии, нетипичные для Am-звезд, — пониженное содержание магния и бария.

Обратимся к вопросу о величине турбулентной скорости. На основании кривой роста мы определили доплеровскую скорость равной 9,9 км/с. Отсюда, принимая $v_{\text{тепл}} = 1,5$ км/с, можно оценить $v_{\text{турб}} = 9,4$ км/с. Такая величина турбулентной скорости считается довольно большой, однако ее реальность подтверждается существующими результатами изучения A-звезд.

1. Многие Am-звезды вообще имеют высокие турбулентные скорости [11].

2. Все нормальные поздние A-звезды с температурой $0,57 < \Theta_e < 0,71$ имеют турбулентные скорости в пределах от 3 до 10 км/с [12].

4. Кривая лучевых скоростей

Как уже отмечалось, А. Янг [3] высказал предположение об изменении γ -скорости в системе AN And. В связи с этим представлялось интересным определить γ -скорость по нашим наблюдениям. В табл. 6 даны длины волн измеренных нами линий и лучевые скорости v_r , приведенные к Солнцу. На рис. 3 представлена зависимость v_r от фазы. Вертикальные линии показывают среднюю квадратичную ошибку ($\pm \sigma$). Из рисунка видно, что наши определения v_r по двум годам наблюдений хорошо укладываются в одну кривую. Для сравнения на рис. 3 приведена кривая лучевых скоростей (кружки), наблюдаемая А. Янгом [3]. Видно, что точки кривой А. Янга лежат систематически ниже нашей кривой. В табл. 7 даны значения γ -скорости и полуамплитуды лучевой скорости K_1 по определениям разных авторов. Для выяснения причины сдвига кривых нашей и А. Янга (будем в дальнейшем называть их кривая I и II) мы прежде всего оценили поправку к лучевой скорости v_r , которая может иметь место за счет различия в системе стандартных длин волн спектральных линий, используемых нами и А. Янгом. Эта поправка оказалась равной

$$\frac{c}{\lambda} \sum (\lambda_I - \lambda_{II}) = -2,4 \text{ км/с.}$$

Таким образом, различие в системе стандартных длин волн не может объяснить расхождение в γ -скорости.

Поскольку дисперсия точек на кривой I довольно значительна, мы попытались оценить достоверность различия кривых I и II.

Всего мы имеем 109 наших измерений лучевых скоростей в 13 фазах. Для соответствующих фаз была вычислена $v_{r, II}(\varphi)$ по интерполяционной формуле

$$v_{r, II}(\varphi) = C_0 + C_1 \sin 2\pi\varphi + C_2 \cos 2\pi\varphi + C_3 \sin 4\pi\varphi + C_4 \cos 4\pi\varphi. (*)$$

Коэффициенты C были получены методом наименьших квадратов по данным А. Янга. Оказалось, что кривая (*) хорошо описывает наблюдения А. Янга, а величина C_0 мало отличается от определенной А. Янгом γ -скорости:

$$C_0 = -16,2 \text{ км/с, а } \gamma_{II} = -16,4 \text{ км/с.}$$

По обычной процедуре (см., например, [13]) был вычислен критерий χ^2 анализа. Он оказался равным $X^2 = 101$. Соответствующая теоретическая величина $\chi_{9,005}^2 = 16,92$. Поскольку $X^2 \gg \chi_{9,005}^2$, в 95% случаев

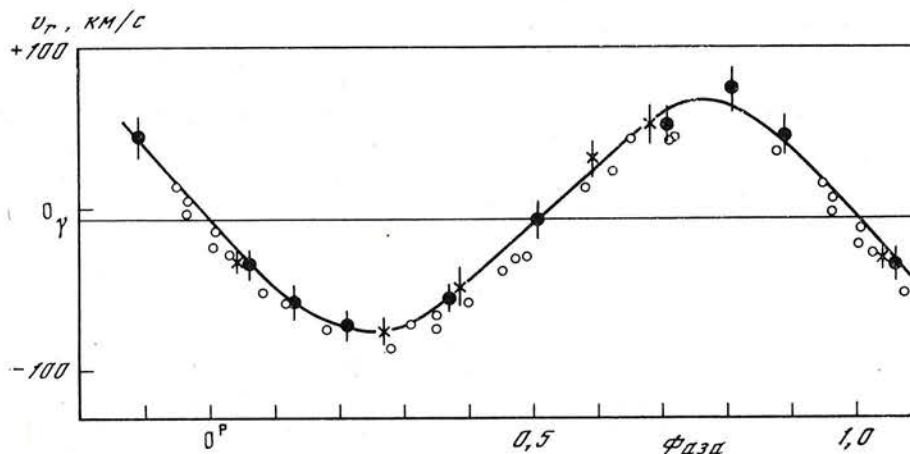


Рис. 3. Кривая лучевых скоростей

Крестики — наблюдения 1967 г., темные кружки — 1976 г., светлые кружки — наблюдения А. Янга [3] 1969 г.

$\lambda, \text{Å}$	1967 г.				
	$\varphi(p) = 0,042$	0,270	0,385	0,592	0,683
6562,82					
4481,13					
4427,31					
4415,12					
4340,47	-36,82	-68,09	-21,95	+30,43	
4271,76	-45,02		-60,41	+10,03	+26,29
4215,52	-34,78	-79,89	-56,92	+32,98	+52,48
4202,03					
4143,42	-15,78	-62,62	-43,64	+50,54	+80,26
4101,74	-36,24	-73,23	-57,28	+43,03	+57,57
4077,71	-33,03	-85,79	-37,92	+33,07	+52,23
4063,60	-27,82	-82,83	-59,52	+23,24	+43,16
4045,82	-25,82	-89,63	-57,22	+34,91	+52,09
3933,66	-17,92	-68,42	-37,52	+19,19	+43,79
\bar{v}_r	-30,4	-76,3	-48,0	+30,8	+51,0

предположение о том, что кривая I распределена случайно вокруг II, отпадает.

Таким образом, по-видимому, смещение кривых I и II реальное, однако интерпретировать это смещение как реальное изменение γ -скорости, вероятно, еще рано, так как зависимость между нашими стандартными длинами волн и данными А. Янга точно не установлена (в дальнейшем мы предполагаем это сделать). А сейчас можно лишь предполагать, что γ -скорость

Таблица 7

Характеристика	Автор		
	Рачковская, 1967, 1976 г.	А. Янг, 1969 г.	А. Янг, 1971 г.
$\gamma, \text{км/с}$	-5,6	-16,4	-4,9
$K_1, \text{км/с}$	$72 \pm 1,5$	67,9	73,6

в системе AN And меняется, т. е. в этой системе присутствует третье тело. И если принять во внимание распределение имеющихся наблюдений γ -скорости по годам (см. табл. 7), период, обусловленный наличием третьего тела, порядка 1 — 2 лет.

Основные выводы

Результаты изучения спектра AN And с достаточно высокой дисперсией 6 — 12 Å/мм сводятся к следующему.

1. Во всех фазах орбитального периода мы наблюдаем спектр только главного компонента AN And. Эквивалентные ширины водородных линий, линии K Ca II и многих линий металлов в 1976 г. были в 1,3 — 1,5 раза сильнее, чем в 1967 г. Спектральный класс по кальцию Sp (K Ca II) = A9, F0 более ранний, чем по линиям металлов Sp (M) = F2 ÷ F5 (это типично для металлических звезд). Но водородные линии очень интенсивны, и, по-видимому, Sp (H) соответствует раннему подклассу A.

Таблица 6

1976 г.							
0,064	0,130	0,212	0,372	0,510	0,710	0,803	0,891
-53,87							
	-38,46		-42,63	+8,54	+64,35		+59,62
			-44,78				
			-55,35				
-38,26		-67,39	-60,44	-12,36		+77,18	
	-81,91		-76,03	-24,36	+41,04	+46,15	+19,02
-27,44	-52,01	-67,26	-48,42	-6,64	+66,15	+84,94	+59,83
			-54,47				
-15,96	-48,68	-56,03	-41,87	+10,94		+99,22	+59,67
-30,61		-73,46	-61,11	-4,19		+72,80	
-35,78	-57,19	-71,71	-57,25	-10,11	+40,13	+68,93	+33,75
-46,64	-70,52		-55,03	-9,30		+76,32	+29,48
-30,72	-50,33	-78,66	-55,88	-5,24	+50,80	+76,13	+55,03
-30,55		-83,95	-43,66			+65,66	
-34,5	-57,1	-71,1	-53,6	-5,8	+52,5	+74,2	+45,3

2. Определена скорость вращения $v \sin i = 53$ км/с и высказано предположение о существовании в AN And синхронности осевого и орбитального вращений.

3. По кривой роста определены:

а) содержание химических элементов в атмосфере AN And; обнаружено, что обилие некоторых элементов отличается от солнечного, наблюдается избыток титана, стронция, циркония и дефицит магния и хрома;

б) турбулентная скорость $v_t = 9,4$ км/с.

4. Определена полуамплитуда лучевой скорости главного компонента $K_1 = 72$ км/с и скорость центра тяжести системы $\gamma = -5,6$ км/с. Высказано предположение: если различие между нашим значением γ и определением А. Янга [3] реально, то период изменения γ -скорости в системе AN And должен быть порядка 1—2 лет.

В заключение выражаю благодарность Г. Н. Шараповой за большую помощь в обработке материала наблюдений.

Апрель 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Cowley A., Cowley C. e. a.— Astron. J., 1969, 74, 375.
2. Stebbins J.— Publ. Washburn Observ., 1928, 15, 117.
3. Young A.— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1974, 86, 63.
4. Moore C.— Princeton Observ. Contris., 1945, N 20.
5. Боярчук А. А., Маматказина А. Х.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 125.
6. Рачковская Т. М.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 58, 56.
7. Копылов И. М.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 148.
8. Свечников М. А.— Уч. зап. Уральского ун-та, сер. астрон., 1969, № 88, вып. 5.
9. Wrubel M.— Astrophys. J., 1949, 109, 66.
10. Bode G.— Die kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten. Kiel, 1965.
11. Conti P. S.— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1970, 82, 781.
12. Bashek B., Reimers D.— Astron. and Astrophys., 1969, 2, 240.
13. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М., «Мир», 1974.

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

В. П. Гринин

Рассчитан эмиссионный спектр оптически толстой в линиях водородной плазмы, ионизация и возбуждение которой контролируются электронными ударами и излучением звезды. Радиационные члены в уравнениях стационарности учтены в приближении средней вероятности выхода кванта для среды с градиентом скорости. Диапазон изменения параметров плазмы выбран с учетом условий, существующих в верхних слоях фотосфер вспыхивающих звезд: $T_* = 3100$ К, $W = 0,5$, $T_e = 6000 \div 20000$ К, $N_H = 10^{12} \div 10^{17}$ см $^{-3}$, $\beta_{12} = 10^{-3} \div 10^{-9}$. Для каждой тройки параметров T_e , N_H , β_{12} вычислены степень ионизации газа, относительные интенсивности и эквивалентные ширины бальмеровских линий, ультрафиолетовые избытки излучения δ ($U - B$).

Сравнение теоретических и наблюдательных данных для двух вспыхивающих звезд — AD Leo и EQ Peg A — дает следующие параметры хромосфер — AD Leo: $T_e \approx 10000 \div 15000$ К, $N_H \approx N_e \approx 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, скважность $q \approx 6 \div 7\%$; EQ Peg A: $T_e \approx 10000$ К, $N_H \approx N_e \approx 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $q \approx 14\%$. Малая величина скважности свидетельствует о том, что эмиссионные спектры исследуемых вспыхивающих звезд образуются в компактных активных областях на поверхности звезд, аналогичных факельным площадкам на поверхности Солнца. В предположении, что нагрев активных областей вспыхивающих звезд поддерживается за счет диссипации энергии магнитного поля пятен, сделана оценка суммарной площади пятен: $S_{\Pi} \approx 1 \div 3\%$. Из условия равенства магнитного и газового давлений в атмосфере звезды с $T_{эф} = 3000$ К и $\lg g = 5$ получено значение напряженности магнитного поля пятен $H \approx 8$ кГс.

THE PHYSICAL CONDITIONS IN ACTIVE REGIONS OF FLARE STARS, by V. P. Grinin.— The emission spectrum of the plasma which is optically thick in the line frequencies and whose ionisation and excitation are controlled by electron impact and the radiation of the star is calculated. The radiative terms in the equations of the stationarity are taken into account in the Sobolev-approximation of the average escape probability of a quantum. The range of the variation of the parameters of the gas is chosen taking into account the physical conditions in the upper layers of the atmospheres of flare stars: $T_* = 3100$ K, $W = 0,5$, $T_e = 6000 \div 20000$ K, $N_H = 10^{12} \div 10^{17}$ cm $^{-3}$, $\beta_{12} = 10^{-3} \div 10^{-9}$. For each three parameters: T_e , N_H , β_{12} the degree of the ionization, the relative intensities and equivalent width of the balmer lines and ultraviolet excesses of emission δ ($U - B$) are calculated.

A comparison of theoretical and observed data for two flare stars — AD Leo and EQ Peg A give the following parameters of the chromospheres — AD Leo: $T_e \approx 10000 \div 15000$ K, $N_H \approx N_e \approx 3 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$, the total area of the emission regions (in units the area of the hemisphere) $q \approx 6 \div 7\%$; EQ Peg A: $T_e \approx 10000$ K, $N_H \approx N_e \approx 3 \cdot 10^{12}$ cm $^{-3}$, $q \approx 14\%$.

A small value of q show that the emission spectra of the investigated flare stars are formed in compact active regions on the surfaces of stars, similar to the plage area on the solar surface. From the assumption that the heating of active regions of flare stars is due to the dissipation of energy of the magnetic fields of the spot is $S_{sp} \approx 1 \div 3\%$. From the condition of equality of the magnetic and gas pressure: $H^2/8\pi \approx P_g$ in the atmosphere of the star with $T_{ef} = 3000$ K and $\lg g = 5$ the value $H \approx 8$ kGs is obtained.

Характерным признаком подавляющего большинства вспыхивающих звезд (в. з.) являются интенсивные эмиссионные линии водорода и Ca II, присутствующие в их спектрах во время спокойного состояния. Эквивалентные ширины этих линий показывают тесную положительную корреляцию с уровнем вспышечной активности [1] и у наиболее активных в. з. составляют от нескольких до десяти и более ангстрем [2]. Скорости тепловых или турбулентных движений, определенные по полуширинам линий, порядка 15—30 км/с [3—5].

Эмиссионные спектры в. з. показывают переменность с характерными временами от нескольких суток до нескольких часов, а в отдельных случаях даже до нескольких десятков минут [3, 6—8]. При этом блеск звезды остается практически постоянным. Другим проявлением эмиссионной составляющей в спектре в. з. является избыточное ультрафиолетовое излучение, которое уверенно выделяется при сопоставлении цвета $U - B$ в. з. и обычных звезд тех же спектральных классов (см. ниже табл. 1). Согласно [9] ультрафиолетовые избытки излучения в. з. составляют в среднем: $\langle \delta(U - B) \rangle \approx -0^m20$.

Так как в. з. являются холодными карликами и, согласно современным представлениям о внутреннем строении звезд, имеют мощные конвективные оболочки, возможными источниками эмиссии могут быть: а) хромосферы звезд, б) отдельные активные образования на их поверхности.

Из сопоставления наблюдаемых и теоретических бальмеровских декрементов установлено, что у наиболее активных в. з. электронная концентрация газа, ответственного за образование водородных линий $N_e \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [2, 10], что соответствует условиям хромосферного типа. Этот результат, однако, не дает ответа на вопрос, какой из названных выше двух факторов является определяющим в образовании эмиссионных спектров в. з.

Имеется лишь один случай, когда ответ на этот вопрос известен, причем он получен непосредственно из наблюдений двойной системы YY Gem, каждая из компонент которой является в. з. Наблюдая эту систему в период затмения, Бопп [6] установил, что протяженность эмиссионной области на главном компоненте в 1971 г. не превышала $20''$, т. е. ее эффективная площадь составляла $\leq 10\%$ площади полусферы звезды. Однако, как известно, звезда YY Gem относится к подклассу в. з. типа BY Dra, основным признаком которых является фотометрическая переменность, обусловленная наличием на поверхности звезд магнитных пятен значительной площади. Поэтому а priori неясно, в какой мере этот вывод может быть применим к обычным в. з.

Ниже приводятся результаты детального анализа эмиссионных спектров двух в. з.: AD Leo и EQ Peg A, для которых имеется наиболее полная информация об относительных интенсивностях и эквивалентных ширинах бальмеровских линий, а также данные об их ультрафиолетовых избытках. Показано, что в этом случае эмиссия возникает в компактных активных областях на поверхности звезд, общая площадь которых соответственно равна: $q \approx 6$ и 14% площади видимой полусферы.

1. Спектральные и колориметрические характеристики неравновесной, оптически толстой в линиях водородной плазмы

а) *Уравнения стационарности.* Согласно [2, 10] водородная эмиссия в спектрах в. з. образуется в оптически толстой в линиях плазме, ионизация и возбуждение которой в основном обусловлены электронными ударами. Поскольку эффективные температуры в. з. порядка 3000 К, возбуждение и ионизация излучением звезды играют второстепенную роль, хотя при определенных условиях влияние этого фактора не является пренебрежимо малым (переходы со второго и более высоких уровней).

Система уравнений стационарности, учитывающая как радиационные переходы между уровнями, так и переходы под действием столкновений с электронами, имеет вид

$$\begin{aligned}
 N_i \left\{ \sum_{k=i+1}^{\infty} B_{ik} I_{ik} + \sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij} I_{ij}) + N_e (q_{ic} + \sum_{j \neq i} q_{ij}) + W B_{ic} I_{ic}^* \right\} = \\
 = \sum_{k=i+1}^{\infty} N_k (A_{ki} + B_{ki} I_{ki}) + \sum_{j=1}^{i-1} N_j B_{ji} I_{ji} + N_e N^+ (N_e q_{ci} + C_i) + \\
 + N_e \sum_{j \neq i} N_j q_{ji}, \quad i = 1, 2, \dots
 \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь W — коэффициент дилуции, I_{ik} — средняя интенсивность излучения в линии $i \rightarrow k$, взвешенная по профилю линии:

$$I_{ik} = \int_0^{\infty} k_{ik}(v) dv \int I_v \frac{d\omega}{4\pi} \int_0^{\infty} k_{ik}(v) dv, \quad (2)$$

q_{ik} — вероятность переходов под действием электронных ударов, C_i — коэффициент радиативной рекомбинации, остальные обозначения общепринятые.

Используя технику вычисления радиационных членов, разработанную В. В. Соболевым для среды с градиентом скорости [11, 12], можно показать (см. также [13]), что

$$I_{ik} = (1 - \beta_{ik}) S_{ik} + W I_{ik}^* \beta_{ik}, \quad (3)$$

где S_{ik} — функция источников:

$$S_{ik} = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2} \left(\frac{N_i g_k}{N_k g_i} - 1 \right)^{-1}, \quad (4)$$

β_{ik} — вероятность выхода кванта в линии $i \rightarrow k$ без рассеяний по пути. В одномерном приближении

$$\beta_{ik} = \gamma_{ik} (1 - e^{-1/\gamma_{ik}}), \quad (5)$$

где

$$\gamma_{ik} = \frac{A}{\alpha_{ik} v_t} \left| \frac{dv}{dz} \right|. \quad (6)$$

Здесь A — нормировочный множитель ($A = 1/\sqrt{\pi}$ при доплеровском профиле коэффициента поглощения), α_{ik} — объемный коэффициент поглощения в центре линии, соответствующей переходу $i \rightarrow k$, v_t — тепловая скорость.

Заметим, что в среде с постоянным градиентом скорости ($dv/dz = V/z_0$, где V — скорость крупномасштабного движения, z_0 — характерный размер среды) величина γ_{ik}^{-1} имеет простой физический смысл.

Согласно (5)

$$\gamma_{ik}^{-1} = A^{-1} \alpha_{ik} \frac{v_t}{V} z_0 := \tau_{ik}. \quad (7)$$

Учитывая, что $\alpha_{ik} \sim 1/v_t$, видим, что правая часть (7) представляет собой эффективную оптическую толщину слоя, причем вместо тепловой скорости в выражении для объемного коэффициента поглощения должна стоять скорость крупномасштабного движения среды.

Из (5) и (7) следует, что при $\tau \gg 1$ и доплеровском профиле коэффициента поглощения $\beta \sim 1/\sqrt{\pi\tau}$. С другой стороны, в неподвижной среде аналогичная по смыслу величина имеет асимптотическое представление [14]: $L(\tau) \sim 1/2\tau \sqrt{\pi \ln \tau}$. Из сравнения этих двух выражений видно, что они имеют близкий функциональный вид и отличаются лишь медленно меняю-

щимся множителем $\sqrt{\ln \tau} \sim 1$. По этой причине представление радиационных членов в виде (3), (5), (6), справедливое, строго говоря, для среды с градиентом скорости, может быть использовано в качестве достаточно хорошего приближения и в случае неподвижной среды с формальной заменой в выражении величины dv/dz на v_i/z_0 .

б) *Бальмеровский декремент*. Обычно при вычислении интенсивностей эмиссионных линий в рамках формализма, использованного выше при описании радиационных членов, применяется выражение для объемного коэффициента излучения в линии

$$4\pi\epsilon_{ik} = N_k A_{ki} h\nu_{ik} \beta_{ik}. \quad (8)$$

Это выражение учитывает непрозрачность среды в спектральных линиях, однако его применимость ограничена условием, при котором излучение в непрерывном спектре на нижней границе среды либо отсутствует, либо его яркостная температура значительно ниже температуры возбуждения уровней, образующих данную линию: $T_n \ll T_b$. В тех случаях, когда газ находится вблизи поверхности звезды, это условие может нарушаться. Тогда интенсивность излучения в линии следует определять по формуле

$$I_{ik} = (S_{ik} - B_{\nu_{ik}})(1 - e^{-1/\nu_{ik}}), \quad (9)$$

где $B_{\nu_{ik}}$ — функция Планка в частоте данной линии при соответствующей яркостной температуре.

Последнее выражение имеет более общий характер, и в зависимости от соотношения между T_n и T_b спектральная линия может быть как в эмиссии ($T_n < T_b$), так и в поглощении ($T_n > T_b$). Легко показать, что как частный случай из него можно получить соотношение (8). Действительно, согласно (9) эффективный объемный коэффициент излучения в общем случае может быть записан в виде

$$\epsilon_{ik}^{\text{эф}} = I_{ik} \Delta\nu_{ik}/z_0 = I_{ik} \frac{\nu_{ik}}{c} \left| \frac{dv}{dz} \right| = \frac{h\nu_{ik}}{4\pi} \frac{g_i}{g_k} \frac{c^3}{2h\nu_{ik}^3} A_{ki} (S_{ik} - B_{\nu_{ik}}) \beta_{ik}. \quad (10)$$

Выражение (8) получается отсюда, если положить $B_{\nu_{ik}} = 0$ и пренебречь индуцированными переходами в выражении для функции источников (4).

Согласно (8) бальмеровский декремент

$$D_{i2} = \frac{I_{i2}}{I_{42}} \frac{\Delta\nu_{i2}}{\Delta\nu_{42}} = \frac{I_{i2}}{I_{42}} \left(\frac{\nu_{i2}}{\nu_{42}} \right). \quad (11)$$

Эквивалентные ширины линий, отнесенные к непрерывному излучению звезды

$$W_{ik}^* = qw_{ik}, \quad (12)$$

где q — скважность, т. е. эффективная площадь, занятая излучающим газом в долях площади полусферы звезды, w_{ik} — эквивалентная ширина линии при $q = 1$.

$$w_{ik} = \left(\frac{S_{ik}}{B_{\nu_{ik}}} - 1 \right) (1 - e^{-1/\nu_{ik}}) \Delta\lambda_{ik}. \quad (13)$$

Эквивалентные ширины линий, отнесенные к собственному континууму газа (который предполагается прозрачным):

$$W_{ik}^{\text{газ}} = \frac{\epsilon_{ik}^{\text{эф}}}{\epsilon_{ik}^{\text{газ}}}. \quad (14)$$

Объемный коэффициент непрерывной эмиссии в условиях звездных хромосфер включает в себя излучение, возникающее при свободно-свобод-

ных, свободно-связанных переходах, а также эмиссию отрицательного иона водорода

$$\begin{aligned} \varepsilon^{\text{газ}}(\nu) &= \varepsilon(\nu)_{ff} + \varepsilon(\nu)_{fb} + \varepsilon(\nu)_{\text{H}^-}, \\ \varepsilon(\nu)_{ff} &= 5,44 \cdot 10^{-39} g T_e^{-1/2} e^{-h\nu/kT_e} N_e N^+, \\ \varepsilon(\nu)_{fb} &= 1,70 \cdot 10^{-33} T_e^{-3/2} e^{-h\nu/kT_e} N_e N^+ \sum_n \frac{g_n}{n^3} e^{X_n/kT_e}, \\ \varepsilon(\nu)_{\text{H}^-} &= N_1 p_e \alpha(\nu)_{\text{H}^-} B_\nu(T_e). \end{aligned} \quad (15)$$

В последнем выражении N_1 — концентрация атомов водорода в основном состоянии, p_e — электронное давление, $\alpha(\nu)_{\text{H}^-}$ — коэффициент поглощения в расчете на один атом водорода и единицу электронного давления.

Для представления колориметрических характеристик излучения воспользуемся кривыми реакции ψ_i системы UBV согласно [15]:

$$\begin{aligned} U - B &= -2,5 \lg \frac{\varepsilon_U}{\varepsilon_B} - 1,33, \\ U - B &= -2,5 \lg \frac{\varepsilon_B}{\varepsilon_V} + 0,67, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\varepsilon_{UBV} = \int \varepsilon^{\text{газ}}(\nu) \Psi_{UBV}(\nu) d\nu + \sum_{j=3}^{30} \varepsilon_{j2}^{\text{эф}} \Psi_{UBV}(\nu_j). \quad (17)$$

2. Особенности определения параметров излучающего газа в условиях звездных хромосфер

Прежде чем перейти к вопросам, касающимся определения физических условий в звездных хромосферах, сделаем одно замечание общего характера. Основное предположение, которое часто делается при анализе эмиссионных спектров звезд, состоит в допущении, что излучающий газ, в общем случае неоднородный по своей структуре, может быть описан некоторой однородной моделью. Такой подход в значительной мере оправдан тем, что, как правило, известны лишь самые общие представления о характере неоднородности газа, формальное описание которой связано с введением большого числа параметров. Тем не менее следует иметь в виду, что получаемые таким путем параметры излучающего газа представляют собой некоторые *эффективные* значения. Кроме того, нельзя исключить ситуации, при которых однородная модель не дает адекватного представления наблюдательных данных.

Одним из основных критериев, используемых при моделировании эмиссионных спектров, является совпадение наблюдаемых D_{i2}^{H} и вычисленных D_{2i}^{T} относительных интенсивностей бальмеровских линий:

$$D_{i2}^{\text{T}} = D_{i2}^{\text{H}}. \quad (18)$$

Это позволяет довольно надежно определить электронную концентрацию газа [2], но при этом остается неопределенной его температура, а следовательно, и степень ионизации.

Следующий шаг состоит в привязке эквивалентных ширин линий

$$(W_{i2}^*)^{\text{T}} = (W_{i2}^*)^{\text{H}}. \quad (19)$$

Согласно (12) для этого, кроме термодинамических характеристик плазмы, необходимо знать скважность. Поскольку в условиях звездных хромосфер последняя величина, как правило, неизвестна, то при выполнении (18) и (19) каждому значению T_e можно сопоставить скважность: $q = (W_{i2}^*)^{\text{H}} / W_{i2}$,

но электронная температура при этом по-прежнему остается неопределенной.

Последний этап моделирования эмиссионного спектра состоит в привязке ультрафиолетовых избытков

$$\delta(U - B)^T = \delta(U - B)^H. \quad (20)$$

Он позволяет (см. ниже) уменьшить неопределенность в T_e , определить скважность q и ряд других характеристик излучающего газа.

Таким образом, последовательный анализ эмиссионных спектров звезд должен включать в себя три перечисленных выше этапа. Это не исключает, разумеется, других вариантов диагностики газа. Например, согласно (5) при $\beta \ll 1$

$$\beta_{12} \approx \frac{A}{a_{12} v_i} \frac{V}{z_0} = 1,04 \cdot 10^7 \frac{V}{n_1 z_0}. \quad (21)$$

Если независимым способом удастся локализовать вертикальный пространственный масштаб эмиссионной области z_0 , то тогда β_{12} зависит лишь от скорости V и концентрации газа в основном состоянии. Первая из указанных величин может быть оценена по полуширинам эмиссионных линий, вторая — из модели. В сочетании с условиями (18) и (19) фиксирование величины β_{12} позволяет тогда независимым путем определить параметры излучающего газа.

3. Определение ультрафиолетовых избытков излучения

Ультрафиолетовые избытки излучения звезд определяются соотношением

$$\delta(U - B) = -2,5 \lg \frac{1 + a_1}{1 + a_2}, \quad (22)$$

где $a_1 = L_U^{\text{газ}}/L_U^*$, $a_2 = L_B^{\text{газ}}/L_B^*$ — отношения светимостей газа и звезды в полосах U и B соответственно. Они могут быть вычислены путем определения отношения светимостей в какой-либо бальмеровской линии (что позволяет использовать данные, получаемые непосредственно из наблюдений) к светимости газа и звезды в соответствующих полосах:

$$\frac{L_{i2}}{L_B^{\text{газ}}} = W_{i2}^{\text{газ}} \frac{\epsilon^{\text{газ}}(v_{i2})}{\epsilon_B}, \quad (23)$$

$$\frac{L_{i2}}{L_B^*} = \frac{W_{i2}^* B_{v_{i2}}(T_*)}{\int B_v(T_*) \Psi_B(v) dv}. \quad (24)$$

Здесь эквивалентные ширины W_{i2}^* определяются из наблюдений, величины $W_{i2}^{\text{газ}}$, ϵ_B и $\epsilon^{\text{газ}}(v_{i2})$ вычисляются по формулам (10), (13), (14) и (17). После исключения из (23) и (24) светимости L_{i2} имеем

$$a_1 = \frac{W_{i2}^*}{W_{i2}^{\text{газ}}} \frac{\epsilon_B B_{v_{i2}}(T_*)}{\epsilon^{\text{газ}}(v_{i2}) \int B_v(T_*) \Psi_B(v) dv}. \quad (25)$$

Аналогичное выражение получается и для a_2 , после несложных преобразований оно может быть приведено к виду

$$a_2 = \frac{\epsilon_U}{\epsilon_B} \frac{L_B^*}{L_U^*} a_1. \quad (26)$$

Как уже отмечалось во введении, средние значения ультрафиолетовых избытков по данным Глизе [9] составляют: $\langle \delta(U - B) \rangle \approx -0^m 20$. Используя данные [9] о цветах $U - B$, $B - V$ звезд главной последователь-

ности поздних спектральных классов и данные о цветах в.з. из [16], мы получили индивидуальные значения избытков $\delta(U-B)$ для ряда в.з. (см. табл. 1). Неопределенность $\delta(U-B) \approx \pm 0,03$ приблизительно одинакова для всех звезд, представленных в табл. 1, и обусловлена разбросом точек на диаграмме $U-B, B-V$ для звезд главной последовательности.

Таблица 1

Звезда	Sp	$\delta(U-B)$	Звезда	Sp	$\delta(U-B)$	Звезда	Sp	$\delta(U-B)$
BY Dra	K6e	$-0,02 \pm 0,03$	G 729	M4,5e	-0,06	EV Lac	M4,5e	-0,42
G 616.2	M1e	-0,08	AD Leo	M4,5e	-0,10	UV Cet	M5,5e	-0,41
EQ Peg A	M4e	-0,07	YZ CMi	M4,5e	-0,28	EQ Peg B	M6e	-0,10

Обращает на себя внимание тенденция к увеличению ультрафиолетовых избытков при переходе к звездам более поздних спектральных классов. Согласно [1] аналогично ведут себя эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода и Ca II. Указанная закономерность может быть обусловлена двумя факторами: 1) повышением активности в.з., а следовательно, и уровня эмиссионного спектра с переходом к звездам более поздних классов [1]; 2) понижением уровня фотосферного излучения при уменьшении $T_{эф}$ по сравнению с уровнем эмиссии.

4. Анализ эмиссионных спектров вспыхивающих звезд AD Leo и EQ Peg A

В табл. 2 представлены основные характеристики эмиссионных спектров двух активных в.з., AD Leo и EQ Peg A, по данным [3, 5].

При вычислении населенностей уровней, степени ионизации газа и спектра его излучения использована универсальная программа расчета водородного спектра, составленная с участием Н. А. Катышевой [17]. Вычисления выполнены для значений $T_* = 3100$ К, $W = 0,5$, $T_e = 6000$, 8000, 10 000, 15 000 и 20 000 К. Выбор значения $T_* = 3100$ К требует некоторых пояснений. Согласно данным табл. 2, эффективная температура

Таблица 2

Дата, 1970 г.	Звезда	$T_{эф}$, К	$W_{H\gamma}$, Å	$(\Delta\lambda_{1/2})_{H\alpha}$	D_{i2}^H			
					$H\alpha$	$H\beta$	$H\gamma$	$H\delta$
27.IV	AD Leo	3420	6,5	1,2	1,35	1,00	0,70	0,39
9.IX	EQ Peg A	3370	10	1,2	1,52	1,00	0,66	0,40

AD Leo и EQ Peg A близка к $T_* = 3400$ К. Однако это значение температуры характеризует болометрическую светимость звезды, и так как в.з. принадлежат к спектральному классу M, то это относится в основном к инфракрасной области спектра. В видимой же области непрерывный спектр холодных звезд настолько искажен присутствием многочисленных молекулярных линий и полос (главным образом TiO), что цветовая и яркостная температуры в этой части спектра на несколько сотен градусов меньше $T_{эф}$. В качестве примера на рис. 1 представлено распределение энергии AD Leo по данным Спинрада [18] (с учетом коэффициентов перехода от системы Спинрада к абсолютным потокам в соответствии с данными [19]). Там же

Рис. 1. Распределение энергии в спектре AD Leo по данным Спиррада (в произвольных единицах)

Плавные линии соответствуют планковскому распределению энергии с $T = 3400$ и 3100 К (в одинаковых единицах). Распределение с $T = 3400$ К нормировано по инфракрасному участку спектра звезды

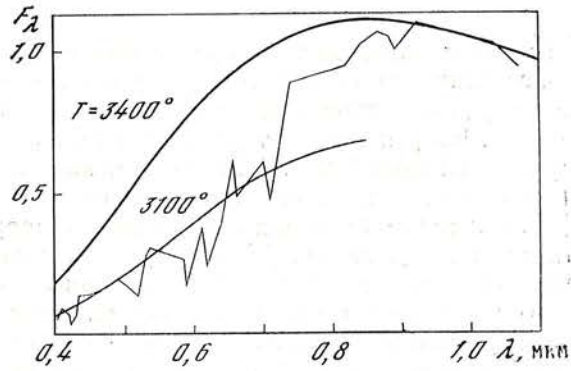


Рис. 2. Диаграмма $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$, $\lg(I_{H\alpha}/I_{H\beta})$ для трех значений полной концентрации атомов водорода

$T_e = 10^4$ К, $T_* = 3100$ К, $W = 0,5$.

Цифры на графиках указывают значения вероятности выхода кванта в линии L_{α} в соответствующих точках. Например, 3-6 соответствует значению $\beta_{12} = 3 \cdot 10^{-6}$

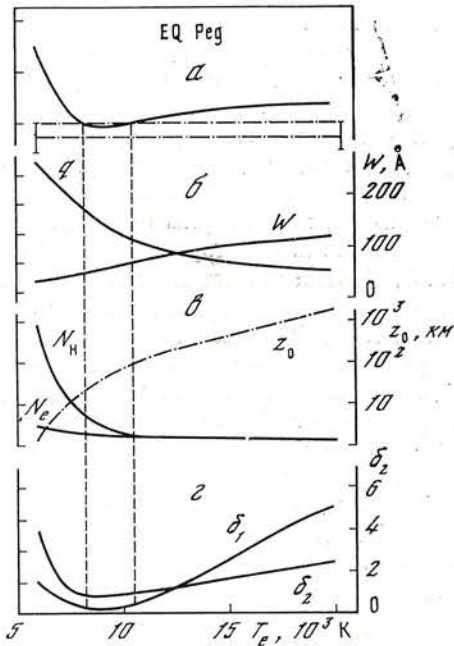
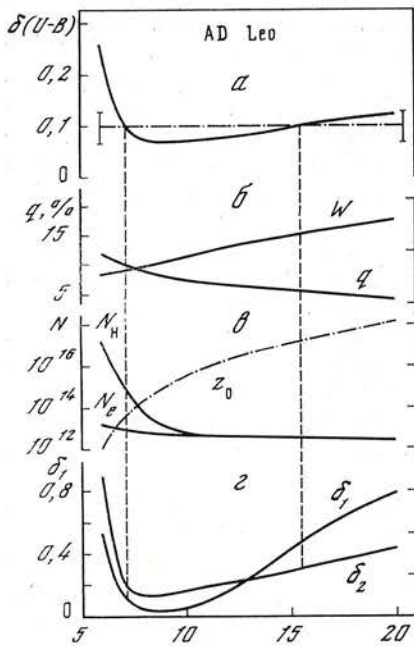
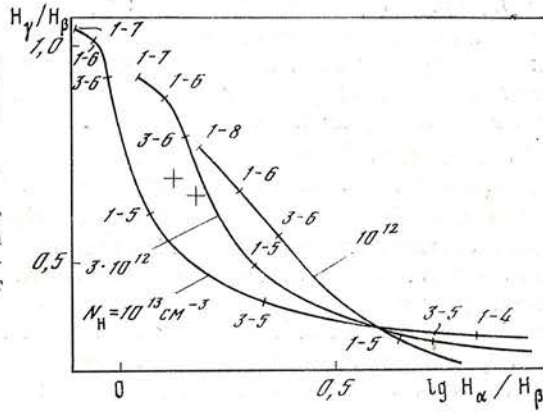


Рис. 3. Характеристики активных областей AD Leo и EQ Peg A как функции электронной температуры газа

Пояснения в тексте

даны два планковских распределения с $T = 3400$ и 3100 К. Видно, что первое значение температуры, хорошо представляя инфракрасную часть спектра, дает завышенные в несколько раз значения для видимой части спектра. Вторая температура (3100 К) близка к цветовой и яркостной температуре в видимой части спектра; именно это значение и выбрано нами для анализа эмиссионных спектров AD Leo и EQ Peg.

Для каждого значения электронной температуры плотность N_H и вероятность выхода кванта β_{12} подбирались таким образом, чтобы обеспечить совпадение наблюдаемого и вычисленного бальмеровских декрементов. Причем совпадение относительных интенсивностей первых трех бальмеровских линий обеспечивало также совпадение (в пределах точности наблюдений) отношения $I_{H\delta}/I_{H\beta}$. Для иллюстрации зависимости отношений $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ и $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$ от параметров N_H и β_{12} на рис. 2 представлены теоретические и наблюдаемые значения относительных интенсивностей. Видно, что для исследуемых в. з. надлежащим подбором значений N_H и β_{12} можно практически точно подогнать теорию к наблюдениям, причем это может быть сделано единственным образом.

Затем для выбранного таким путем варианта по формулам (13), (14) и (24) вычислялись эквивалентные ширины бальмеровских линий w_{i2} , $W_{i2}^{\text{газ}}$ и геометрическая толщина слоя z_0 . При вычислении z_0 принималось (в соответствии с данными табл. 2 о полуширинах линий) значение скорости $V = 30$ км/с. После этого на основе соотношений (22), (25), и (26) вычислялись ультрафиолетовые избытки $\delta(U - B)$. Указанные характеристики для исследуемых в. з. представлены на рис. 3 как функции электронной температуры. Видно, что величиной, наименее чувствительной к изменению T_e , является электронная концентрация: в исследуемом интервале температур она меняется всего в несколько раз: от значения 10^{13} см $^{-3}$ при $T_e = 6000$ К до $2 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ при $T_e = 20\,000$ К. Начиная с $T_e = 10\,000$ К и выше газ ионизован практически полностью. Поэтому полная концентрация атомов водорода N_H близка к электронной концентрации. При $T_e < 10\,000$ К полная концентрация атомов водорода быстро растет с уменьшением T_e до значений $N_H \sim 10^{17}$ при $T_e = 6000$ К. Отсюда следует ограничение на электронную температуру той части хромосферы, где образуется водородный спектр: она не может быть ниже 6000 К, так как в противном случае полная концентрация N_H становится сравнимой с величинами, характерными для условий фотосферы.

Чрезвычайно интересной и важной величиной является скважность q (рис. 3, б). Она меняется от 4 до 12% для AD Leo и от 9 до 27% для EQ Peg A при изменении температуры T_e от 6000 до $20\,000$ К. Каким образом можно уменьшить допустимый диапазон изменения T_e и тем самым уменьшить неопределенность значений q ? Ответ на этот вопрос дает рис. 3, а, на котором приведены значения ультрафиолетовых избытков, вычисленных по формулам раздела 3. Там же штрихпунктирной линией указан уровень наблюдаемых значений $\delta(U - B)$ по данным табл. 1. В случае AD Leo эта линия дважды пересекает график $\delta(U - B)$ в точках, соответствующих значениям $T_e = 7000$ и $15\,000$ К. Учитывая, однако, некоторую неопределенность значений $\delta(U - B)$ (вертикальная черта на рис. 3, а), обусловленную естественным разбросом цветов звезд главной последовательности, весь интервал значений $T_e = 7000 \div 15\,000$ К можно считать равновероятным для областей хромосферы, излучающих водородную эмиссию. В случае EQ Peg A наблюдаемый ультрафиолетовый избыток несколько меньше теоретических значений, однако в пределах разброса этой величины наиболее вероятными значениями электронной температуры являются $T_e \approx 8000 \div 10\,000$ К. С учетом этого неопределенность значений скважности и других параметров излучающего газа уменьшается, и мы имеем согласно рис. 3 для AD Leo: $T_e = 7000 \div 15\,000$ К, $N_e = 3 \cdot 10^{12} \div 10^{13}$ см $^{-3}$, $N_H = 3 \cdot 10^{12} \div 10^{15}$ см $^{-3}$, $q = 6 \div 10\%$, $\{z_0 = 10 \div 300$ км; для

EQ Peg A: $T_e = 8000 \div 10\,000$ К, $N_e = 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $N_H \approx 3 \cdot 10^{12} \div 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³, $q = 14 \div 19\%$, $z_0 = 30 \div 100$ км.

Полученные значения электронной концентрации находятся в хорошем согласии с величинами, определенными ранее независимыми методами [2, 10]. Новым результатом, к обсуждению которого мы вернемся несколько позже, является скважность q .

Как указано в разделе 3, возможно независимое определение параметров плазмы, если известна характерная высота слоя, образующего эмиссионный спектр. Если принять, что данная область в атмосфере звезды находится в состоянии, близком к гидростатическому равновесию, то с учетом того, что ускорение силы тяжести на поверхности в. з. в среднем в несколько раз больше, чем на Солнце [20], имеем $h_0 = kT_e/q\mu m_H \approx 200 \div 400$ км при $T_e = 7000 \div 15\,000$ К. Из сравнения этой величины с толщиной слоя (рис. 3, в) следует, что данному значению характерного вертикального масштаба соответствует в случае AD Leo температура $T_e \approx 15\,000$ К, в случае EQ Peg A — $T_e \approx 10\,000$ К. Соответствующие эффективные значения параметров излучающего газа, которые можно принять в качестве наиболее вероятных, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Звезда	$N_H \approx N_e$, см ⁻³	T_e , К	q , %
AD Leo	$3 \cdot 10^{12}$	15 000	6
EQ Peg A	$3 \cdot 10^{12}$	10 000	14

Последние два графика (рис. 3, в) дают представление об энергетике активных областей исследуемых в. з. Величина $\delta_1 = L^{\text{gas}}/qL^*$ равна отношению полной светимости эмиссионной области к полной светимости участка невозмущенной атмосферы той же площади; величина $\delta_2 = L^{\text{gas}}/qL_B^*$ представляет собой аналогичное отношение для полосы В. Заметим, что при вычислении L^* использовалась эффективная температура в. з., тогда как при вычислении L_B^* — их яркостная температура в видимой области спектра: $T_* = 3100$ К.

Из графиков видно, что оба указанных отношения уменьшаются с уменьшением температуры T_e вплоть до значений $T_e \approx 7000 \div 8000$ К. При более низких температурах имеет место резкое повышение светимости эмиссионных областей, обусловленное излучением отрицательного иона водорода. В области температур $T_e \geq 8000$ К основной вклад в эмиссию вносит излучение водорода (непрерывный спектр и эмиссионные линии). Причем полное энерговыделение примерно на $3/4$ обусловлено излучением за лаймановским пределом. В силу этого выход энергии весьма чувствителен к значениям оптической толщины в лаймановском континууме. В моделях, характеристики которых представлены на рис. 3, при $T_e \leq 10\,000$ К величина $\tau_{L_c} \gg 1$, и это служит основной причиной появления глубокого минимума интегральной светимости.

При переходе от $T_e = 10\,000$ К к $T_e = 15\,000$ К степень ионизации газа резко возрастает и он становится прозрачным в L_c -континууме. В результате полная светимость газа увеличивается. С учетом этого полная светимость газа в вариантах с $T_e \sim 10\,000$ К может быть в 2—3 раза выше приведенной на рис. 3 за счет излучения участков хромосферы с более высокой температурой, вклад которых в эмиссию в видимой области спектра может быть незначительным.

5. Сквозность активных областей, суммарная площадь пятен

Основным результатом проведенного выше анализа является оценка сквозности эмиссионной области на поверхности звезды. Величина q оказалась весьма малой — 6 и 14% площади полусферы. Это означает, что основной вклад в эмиссионный спектр исследованных выше в. з. вносят не хромосферы звезд, а весьма компактные активные области на их поверхности. Указанный вывод, однако, нельзя считать неожиданным. Действительно, согласно [2, 10] бальмеровские декременты в спектрах большинства активных вспыхивающих звезд свидетельствуют о том, что населенности возбужденных уровней водородного газа достаточно эффективно контролируются электронными ударами. В этих условиях температура возбуждения в бальмеровских линиях не должна сильно отличаться от электронной температуры газа. Если, например, принять в линии H_γ значение $T_{\text{возб}} \sim 5000$ К (что, по-видимому, является достаточно осторожной оценкой), то тогда при сквозности $q = 1$ отношение интенсивности эмиссионной линии к интенсивности близлежащего участка континуума звезды с $T_* = 3000$ К будет порядка 10^2 . На самом же деле наблюдаемые значения интенсивности H_γ (в соответствующих единицах) по крайней мере на порядок ниже [2]. Следовательно, сквозность эмиссионных областей на поверхности активных в. з. должна быть значительно меньше единицы — порядка 10% площади полусферы звезды. Этот вывод находится в хорошем согласии с результатами, полученными Боппом [6] по двойной системе $\Upsilon\Upsilon$ Gem, о которых говорилось во введении. Он согласуется также с обнаруженной этим же автором [7, 8] быстрой переменностью эмиссионных спектров ΥZ CMi и UV Cet с характерным временем порядка 1 ч. Очевидно, что этот наблюдательный факт трудно интерпретировать, если считать, что суммарная площадь активных областей на этих звездах заметно превышает 10% площади полусферы. Интересно в связи с этим отметить, что спектральные наблюдения Солнца как звезды [21, 22] в линиях H и K Ca II показывают наличие тесной корреляции между эмиссией в них и суммарной площадью фотосферных факелов. Это свидетельствует о том, что и в случае Солнца основная часть эмиссии в линиях образует не в хромосфере, а в активных областях.

Естественно предположить, что, так же как и в атмосфере Солнца, эмиссионные области в. з. (их можно считать аналогом солнечных факельных площадок) ассоциируются с магнитными пятнами и их нагрев поддерживается за счет диссипации энергии магнитного поля пятен. Если предположить далее, что поток энергии от магнитных пятен (в виде МГД-волн, джоулевых потерь и т. д.) по порядку величины равен потоку излучения невозмущенной атмосферы той же площади и большая часть этой энергии идет на нагрев активных областей в. з., то можно оценить суммарную площадь пятен на поверхности в. з.: $S_{\text{п}} = q\delta_1$. Согласно рис. 3 для AD Leo при $T_e = 15\,000$ К $\delta_1 \approx 0,4$ и $S_{\text{п}} \approx 2 \div 3\%$. Для EQ Peg A при $T_e = 10\,000$ К $\delta_1 \approx 0,05$, однако, как отмечалось в конце предыдущего раздела, полная светимость активной области в этом случае может быть в несколько раз больше. С учетом этого получаем: $S_{\text{п}} \approx 1 \div 2\%$. В последнем случае оценка $S_{\text{п}}$ не очень надежна, однако она дает, по-видимому, правильный порядок величины. И в том и другом случаях суммарная площадь пятен в несколько раз меньше площади активных областей. Примерно такое же соотношение имеет место между площадью фотосферных факелов и пятен в атмосфере Солнца [23].

Так же как и площадь активных областей, суммарная площадь пятен оказалась весьма малой величиной. Это является, по-видимому, основной причиной, по которой указанные в. з., как и целый ряд других активных в. з., не показывают фотометрических эффектов, аналогичных тем, которые наблюдаются у звезд типа $\Upsilon\Upsilon$ Dra (по оценкам разных авторов [24 —

28], площадь пятен у звезд этого типа колеблется в пределах от 4 до 20%). Вместе с тем она все же примерно на порядок больше суммарной площади пятен на поверхности Солнца в годы максимума активности [23].

Естественно, что вспышечная активность в. з., в том числе и частное проявление ее в виде образования на поверхности звезд эмиссионных областей, определяется не только суммарной площадью пятен, но также и величиной напряженности их магнитного поля. Последнюю величину можно оценить исходя, например, из условия равенства газового и магнитного давлений в атмосфере звезды: $H^2/8\pi = P_g$. Согласно модели атмосферы с $T_{эф} = 3000$ К и $\lg g = 5$ [29] на глубине $\tau_{st} = 1$ $\lg P_g = 6,4$; в атмосфере Солнца соответствующая величина $\lg P_{g\odot} = 5,0$ [23], т. е. в 25 раз меньше. Отсюда следует, что напряженность магнитного поля пятен в. з. приблизительно в 5 раз больше, чем в атмосфере Солнца: $H \sim 8$ кГс, что по порядку величины совпадает с оценками других авторов [30, 31], полученными из других соображений.

Как показал Мюллан [30], приток энергии в активную область от пятна (если он осуществляется за счет магнитогидродинамических волн) пропорционален H^2 , а следовательно, полный выход энергии от магнитных пятен: $E_m \sim S_p H^2$. Согласно сделанным выше оценкам эта величина примерно на два порядка выше, чем на Солнце, что и является причиной высокой вспышечной активности звезд этого типа.

Если считать аналогию между механизмами активности в. з. и Солнца достаточно полной, то следует ожидать существования циклов активности, аналогичных 11-летнему циклу Солнца. Наличие таких циклов должно сказываться как на уровне вспышечной активности звезд, так и на характеристиках активных областей. В свою очередь это должно приводить к циклическим изменениям основных характеристик эмиссионных спектров в. з. в спокойном состоянии — эквивалентных ширин линий, ультрафиолетовых избытков и т. д. Поиски возможных долгопериодических изменений этих характеристик представляются важной и интересной задачей в исследовании в. з. Предварительные исследования в этом направлении [32, 33] дают обнадеживающие результаты.

Автор весьма признателен Р. Е. Гершбергу и А. Б. Северному за полезную дискуссию.

Апрель 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Шаховская Н. И. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 92.
2. Гершберг Р. Е. — Астрон. ж., 1974, 51, 552.
3. Гершберг Р. Е., Шаховская Н. И. — Астрон. ж., 1971, 48, 934.
4. Wilson O. C. — *Publs Astron. Soc. Pacif.*, 1961, 73, 15.
5. Кулакова А. Н., Шаховская Н. И. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 49, 65.
6. Vorp B. W. — *Astrophys. J.*, 1974, 193, 389.
7. Vorp B. W. — *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 1974, 168, 255.
8. Vorp B. W. — *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 1974, 166, 79.
9. Gliese W. — *Veröffent. Astron. Rechen-Institut. Heidelberg*, 1971, N 24.
10. Гринин В. П. Канд. дис. Л., 1972.
11. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд. ЛГУ, 1947.
12. Соболев В. В. — Астрон. ж., 1957, 34, 694.
13. Ilmas M. — *Tartu Teated*, 1974, N 47, 9.
14. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел. М., «Наука», 1969.
15. Ажюсенис А., Страйжис В. — Астрон. ж., 1969, 46, 402.
16. Cristaldi S., Rodono M. — In: *Variable stars and stellar evolution*. V. Sherwood and L. Plaut (Eds.). Dordrecht-Holland, D. Reidel Publ. Co., 1975, p. 75.
17. Катмышева Н. А. Дипломная работа, ЛГУ, 1976.
18. Spingrad A. — *Private communications*, 1977.
19. Oinas V. — *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 1974, 27, N 250.
20. Гершберг Р. Е. — Астрофизика, 1970, 6, 191.

21. *Bumba V., Ruzicova-Topolova B.*— Solar Phys., 1967, 1, N 2, 216.
22. *Щербакова Э. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, 37.
23. *Ягер К. де.* Строеие и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
24. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, 3.
25. *Krzeminski W.*— In: Low-Luminosity stars. S. S. Kumar (Ed.). London, 1969, p. 57.
26. *Vogt S. S.*— Astrophys. J., 1975, 199, 418.
27. *Evans D. S.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1971, 154, 329.
28. *Torres C. A., Mello S. Ferraz.*— Astron. and Astrophys., 1973, 27, 231.
29. *Auman I. R.*— Astrophys. J., 1969, 157, 799.
30. *Mullan D. I.*— Astrophys. J., 1969, 157, 799.
31. *Vopp B. W., Evans D. S.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1973, 164, 343.
32. *Гершберг Р. Е., Шаховская Н. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 49, 73.
33. *Wilson O. C.*— Stellar chromospheres. A colloquium held at Goddard Space Flight Center, NASA SP-317, 1972, p. 309.

СОДЕРЖАНИЕ ГЕЛИЯ, КИСЛОРОДА
И НЕОНА В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ

В. В. Головатый, В. И. Проник, О. С. Яцык

Излагается метод определения химического состава газовых туманностей. В основу метода положено сравнение относительных количеств ионов двух элементов: наблюдаемого в туманности и вычисленного для модели с заданным химическим составом газа, в которой ионизация газа и температура центральной звезды такие же, как в наблюдаемой туманности. Разработан принцип построения номограмм, удобных для определения содержания элементов.

Определено содержание гелия, кислорода и неона в 49 планетарных туманностях. Показано, что различия в химическом составе туманностей реальны. Обсуждается возможная корреляция между относительным содержанием указанных элементов в разных туманностях.

HELIUM, OXYGEN AND NEON ABUNDANCES IN PLANETARY NEBULAE, by V. V. Golovaty, V. I. Pronik, O. S. Yatsyk.— The method of the determination of chemical composition of gaseous nebulae is described. The method consists in comparing of the observed relative number of ions of two elements with those obtained from calculation of model in which the gas of known composition has the same degree of ionization and the same temperature of central star as in a real nebula. The simple nomograms for the determination of the element abundances in nebulae are given. Helium, oxygen and neon abundances relative to hydrogen one are determined for 49 planetary nebulae. It is shown, that the scattering of derived element abundances is real. The correlation between relative abundances of the mentioned elements at different nebulae is discussed.

В последнее время заметно возрос интерес к химическому составу газовых туманностей, как планетарных, так и диффузных, в связи с попытками обнаружения закономерностей в химической эволюции вещества в Галактике [4—10]. К таким закономерностям относятся:

- а) корреляция между содержаниями различных химических элементов;
- б) изменение химического состава с возрастом объекта (различие в химическом составе объектов, принадлежащих к разным типам населения);
- в) градиент химического состава вдоль радиуса Галактики и др.

Наиболее определенные выводы по некоторым из этих вопросов сделаны в [10], однако они основаны на небольшом материале (11 туманностей). То обстоятельство, что разные авторы приходят к разным, нередко противоречивым выводам, свидетельствует о том, что ошибки в определении содержания элементов еще очень велики: они сравнимы, а возможно, и превосходят реальные различия, т. е. различия, вызванные эволюционными эффектами. Нам представляется, что основным источником ошибок являются не погрешности наблюдений, а несовершенство методов определения химического состава. Поэтому здесь особое внимание уделяется описанию методики определения содержания элементов. Далее приводятся

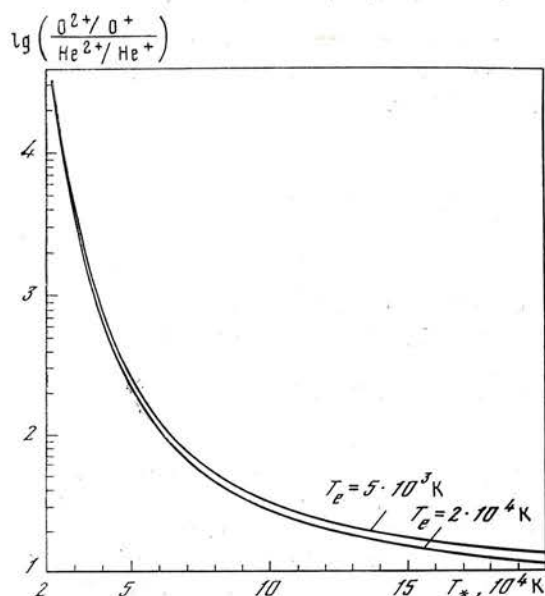


Рис. 1. Вычисленное отношение степени ионизации кислорода и гелия в туманности как функция температуры излучения центральной звезды

и обсуждаются содержания гелия, кислорода и неона в 49 планетарных туманностях. Необходимый наблюдательный материал взят из каталога интенсивностей спектральных линий, составленного недавно Калером [11] по наблюдениям разных авторов.

Метод определения относительного содержания элементов в газовых туманностях

Используемый нами метод основан на сравнении степени ионизации атомов кислорода и гелия в наблюдаемой туманности и в некоторой идеализированной модели с заданным химическим составом. Модель предполагает, что: а) туманность однородна по плотности и температуре; б) оптически тонкая для L_c -излучения и в) ее возбуждающая звезда излучает как черное тело. Температура излучения звезды определяется из наблюдаемой ионизации гелия и кислорода в реальной туманности методом, предложенным в [12], и по существу является цветовой температурой:

$$\frac{O^{2+}/O^+}{He^{2+}/He^+} = f(T_*),$$

где число крестиков около каждого иона указывает на порядковый номер стадии ионизации элемента.

Для такой модели функция $f(T_*)$ легко вычисляется. Она изображена на рис. 1; две близкие кривые указывают на слабую зависимость от электронной температуры газа. Таким образом, в модели истинное распределение энергии в спектре звезды заменяется эквивалентным ему (в смысле ионизации гелия и кислорода) излучением черного тела с цветовой температурой T_* . В этом случае различие любого из отношений O^{2+}/He^{2+} , O^{2+}/He^+ , O^+/He^{2+} , O^+/He^+ или He^+/H^+ , He^{2+}/H^+ , O^+/H^+ , O^{2+}/H^+ , наблюдаемого в туманности и вычисленного для модели, должно быть обусловлено только различием относительного содержания элементов в туманности и принятого в ее модели.

Как известно, степень ионизации химического элемента в газе, т. е. отношение числа ионов в двух смежных стадиях ионизации A_{i+1}/A_i , определяется тремя параметрами: температурой излучения звезды T_* ,

дилуцией этого излучения W и электронной плотностью газа n_e . Слабой зависимостью ионизации от электронной температуры газа, которая входит в уравнение ионизационного равновесия через коэффициенты рекомбинаций, можно пренебречь, поскольку диапазон значений T_e в туманностях невелик. Однако из-за того что дилуция и плотность входят в ионизационное уравнение как отношение $A_{i+1}/A_i \sim W/n_e$, степень ионизации элемента для данной фиксированной температуры звезды T_* определяется только одним параметром $p = W/n_e$. Поэтому полный набор ионизаций данного элемента можно представить семейством ионизационных кривых, каждая из которых есть результат изменения параметра p в уравнении $A_{i+1}/A_i = f(p, T_*)$ при $T_* = \text{const}$.

Рассмотрим теперь более сложные ионизационные кривые, построенные по двум элементам. Такие кривые представляют собой графическое изображение связи между количествами ионов одного элемента в двух стадиях ионизации, отнесенных к числу одних и тех же ионов любого другого элемента. Например, ионизационная кривая для гелия по отношению к водороду есть зависимость $\text{He}^{2+}/\text{H}^+ = f(\text{He}^+/\text{H}^+)$, ионизационная кривая кислорода по отношению к гелию есть зависимость $\text{O}^{2+}/\text{He}^+ = f(\text{O}^+/\text{He}^+)$ либо $\text{O}^{2+}/\text{He}^{2+} = f(\text{O}^+/\text{He}^{2+})$. Очевидно, при построении сложных ионизационных кривых одного элемента по отношению к другому должен быть задан определенный химический состав газа. На рис. 2 приведены ионизационные кривые гелия по отношению к водороду, вычисленные для модели с относительным содержанием гелия $\text{He}/\text{H} = 0,19$. При изменении содержания гелия (см. рис. 2) вся картина целиком будет смещаться по диагонали вдоль линии постоянной ионизации $\text{He}^{2+}/\text{He}^+ = \text{const}$, так как изменение химического состава одинаково влияет на величины $\lg(\text{He}^{2+}/\text{H}^+)$ и $\lg(\text{He}^+/\text{H}^+)$, откладываемые по обеим осям. Для удобства вдоль линии смещения кривых (линии постоянной ионизации) наносится шкала значений He/H , нуль-пунктом которой служит точка пересечения линии с ионизационной кривой, полученной для известного содержания гелия. Масштаб шкалы значений He/H (или относительного содержания любых других элементов) однозначно определяется масштабом, отложенным по осям. Линию постоянной ионизации с нанесенной на ней шкалой относительного содержания двух элементов выгодно проводить через точку пересечения (или область совпадения) ионизационных кривых, относящихся к разным температурам звезды, так как в этом случае нуль-пункт шкалы относительного содержания элементов относится сразу ко всем кривым.

На рис. 2 наносится положение точки, соответствующее наблюдаемым значениям $\text{He}^{2+}/\text{H}^+$ и He^+/H^+ в данной туманности. Расстояние от этой точки до кривой, соответствующей наблюдаемой T_* , вдоль линии постоянной ионизации дает разницу между относительным содержанием гелия и водорода в туманности и значением $\text{He}/\text{H} = 0,19$.

Как и следовало ожидать, при высокой ионизации гелия, когда $\text{He}^{2+} \gg \text{He}^+$ (левая часть кривой на рис. 2), ионизационные кривые для всех T_* совпадают и асимптотически приближаются к значению $\text{He}^{2+}/\text{H}^+ = \text{He}/\text{H}$. При низкой ионизации, когда $\text{He}^{2+} \ll \text{He}^+$, форма ионизационной кривой зависит от T_* , и эта зависимость тем сильнее, чем выше T_* . При очень высоких T_* ($\geq 150\,000$ К), но низкой (из-за параметра $p = W/n_e$) ионизации газа возможна ситуация, когда

$$\frac{\text{He}^{2+}}{\text{H}^+} + \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} > \frac{\text{He}}{\text{H}} \equiv \frac{\text{He}^{2+} + \text{He}^+ + \text{He}^0}{\text{H}^+ + \text{H}^0}.$$

Последнее неравенство означает, что ионизация гелия выше, чем ионизация водорода. Объясняется это тем, что коэффициент поглощения водорода падает с частотой как ν^{-3} , а максимум излучения звезды при $T_* \geq 150\,000$ К. находится в области 200 \AA , где коэффициент поглощения He^0 велик.

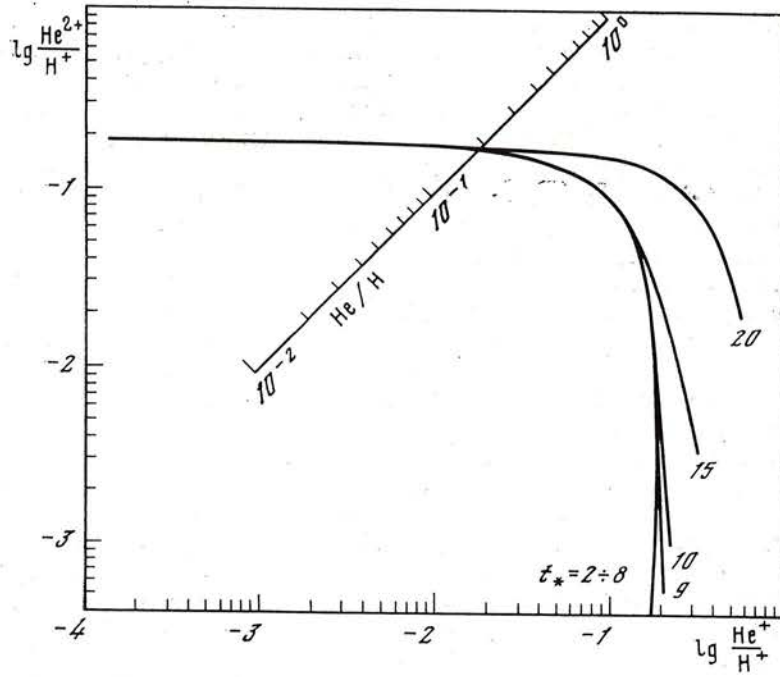


Рис. 2. Ионизационные кривые гелия по отношению к водороду:
 $\text{He}^{2+}/\text{H}^+ = f(\text{He}^+/\text{H}^+)$

Кривые вычислены для относительного содержания $\text{He}/\text{H} = 0,19$; $t_* = T_* \cdot 10^{-4}$

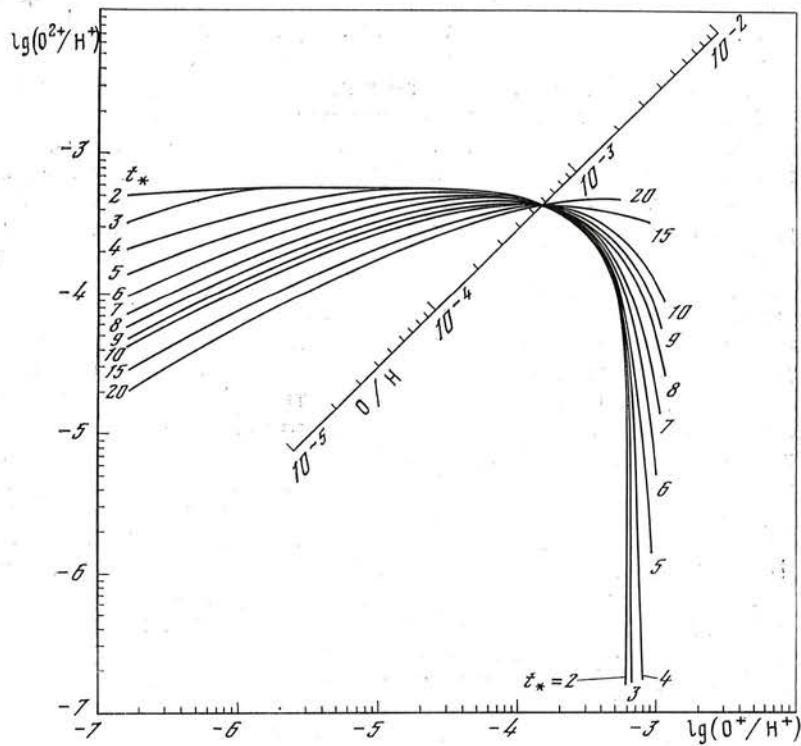


Рис. 3. Ионизационные кривые кислорода по отношению к водороду:
 $\text{O}^{2+}/\text{H}^+ = f(\text{O}^+/\text{H}^+)$

Кривые вычислены для относительного содержания $\text{O}/\text{H} = 5,9 \cdot 10^{-4}$

На следующем рис. 3 на плоскости ($\lg(O^{2+}/H^+)$, $\lg(O^+/H^+)$) приведены ионизационные кривые кислорода по отношению к водороду. Кривые вычислены при разных значениях T_* для модели с относительным содержанием кислорода и водорода $O/H = 5,9 \cdot 10^{-4}$. В отличие от гелия ионизационные кривые кислорода зависят от T_* во всем диапазоне ионизации. При высокой ионизации зависимость от T_* обусловлена переходом O^{2+} в O^{3+} , при низкой — разницей в степени ионизации водорода и кислорода. Такая разница может существовать, несмотря на то что потенциалы ионизации H^0 и O^0 практически совпадают. Она обусловлена коренным различием в зависимости коэффициентов поглощения от частоты: для O^0 он растет с частотой, достигает максимума при $\lambda \sim 500 \text{ \AA}$ и далее очень медленно падает. Поэтому для кислорода, как и для гелия, возможна ситуация, когда степень ионизации атомов кислорода гораздо выше, чем водорода:

$$\frac{O^{2+}}{H^+} + \frac{O^+}{H^+} > \frac{O}{H} \approx \frac{O^{2+} + O^+ + O^0}{H^+ + H^0}.$$

Интересно, что ионизационные кривые кислорода по отношению к водороду для разных T_* , но одинакового O/H пересекаются в одной точке. На рис. 3 через эту точку проведена линия равной ионизации со шкалой значений O/H . Точка пересечения кривых соответствует ионизации $O^{2+}/O^+ = 3,2$. В этой точке с большой степенью точности имеет место равенство

$$\frac{O^{2+}}{H^+} + \frac{O^+}{H^+} = \frac{O}{H}.$$

Заметим, что положение точки пересечения кривых (а следовательно, и линии равной ионизации $O^{2+}/O^+ = 3,2$) не зависит от распределения энергии в спектре звезды, а определяется только атомными параметрами ионов кислорода.

Процедура определения содержания кислорода такая же, как и для гелия. На рис. 3 находим положение точки, соответствующее наблюдаемой ионизации кислорода в туманности, и определяем расстояние от этой точки вдоль линии постоянной ионизации до кривой для соответствующей температуры T_* (последняя определена из наблюдений). Измеренное расстояние дает разницу в относительном содержании O/H для туманности и модели.

Заметим, что при очень высокой или очень низкой ионизации кислорода результат сильно зависит от T_* . Чтобы избежать этого, удобнее пользоваться кривыми ионизации кислорода по отношению к гелию на плоскости ($\lg(O^{2+}/He^+)$, $\lg(O^+/He^+)$) (рис. 4). На такой плоскости вместо точки пересечения имеется область совпадения кривых, а их зависимость от T_* при высоких и низких ионизациях гораздо слабее. Пользуясь рис. 4, находим содержание кислорода по отношению к гелию. С таким же успехом можно пользоваться ионизационными кривыми кислорода по отношению к гелию на плоскости ($\lg(O^{2+}/He^{2+})$, $\lg(O^+/He^{2+})$) или ионизационными кривыми гелия по отношению к кислороду на плоскости ($\lg(He^{2+}/O^+)$, $\lg(He^+/O^+)$).

Как легко заметить, описанный метод применим в том случае, когда два элемента (здесь He и O) наблюдаются в двух стадиях ионизации. Это необходимо только для определения T_* , а не для определения содержания элементов. В том случае, когда нет возможности определить T_* , содержание O/He или O/H можно найти только для такой туманности, в которой ионизация элементов не сильно отличается от ионизации в точке пересечения (или области совпадения) ионизационных кривых.

Определив содержание кислорода, находим содержание атомов неона по отношению к кислороду. Для этого служат ионизационные кривые кислорода по отношению к неону, изображенные на плоскости

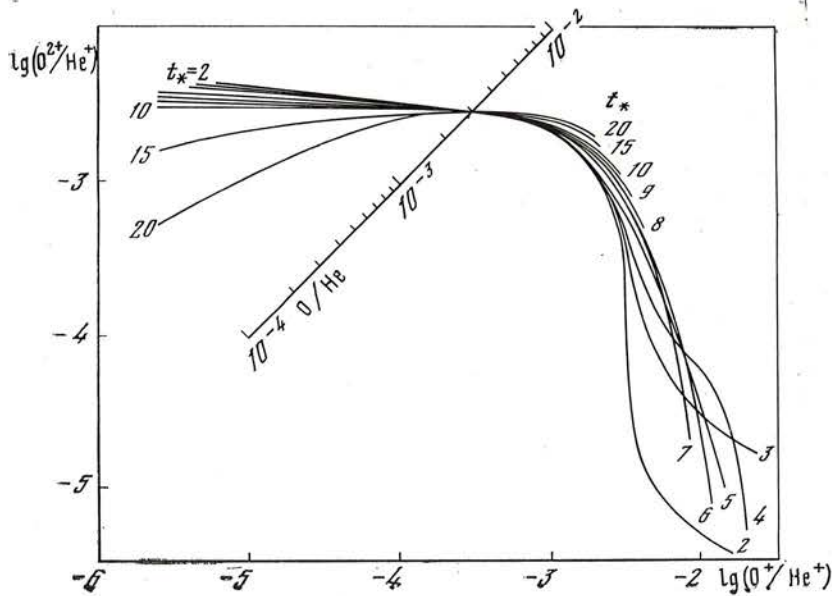


Рис. 4. Ионизационные кривые кислорода по отношению к гелию $O^{2+}/He^+ = f(O^+/He^+)$ для $O/He = 3 \cdot 10^{-3}$

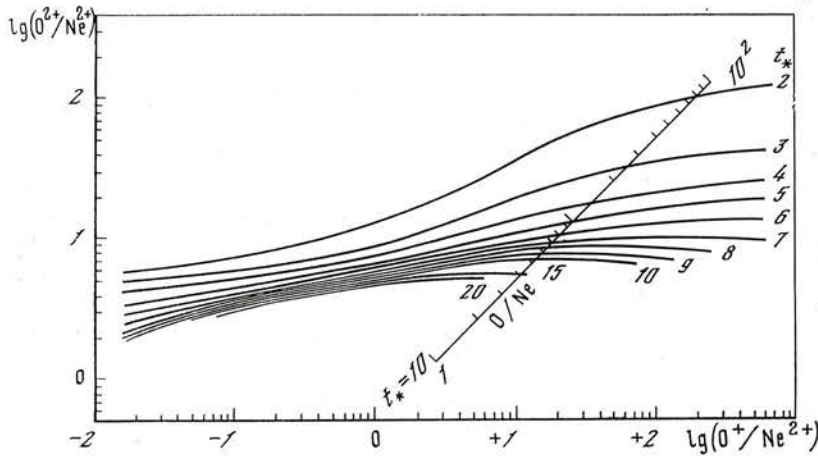


Рис. 5. Ионизационные кривые кислорода по отношению к неону $O^{2+}/Ne^{2+} = f(O^+/Ne^{2+})$ для $O/Ne = 5,2$

На рисунке шкала относительного содержания O/Ne относится к кривой с $T_* = 100\ 000$ К

($\lg(O^{2+}/Ne^{2+})$, $\lg(O^+/Ne^{2+})$) (рис. 5). При очень высокой ионизации газа, когда наблюдаются интенсивные запрещенные линии [Ne V], правильнее было бы определять содержание неона непосредственно по отношению к водороду (используя зависимость между $\lg Ne^{2+}/H^+$ и $\lg Ne^{4+}/H^+$). При этом следует пользоваться эквивалентной цветовой температурой звезды, также найденной по линиям неона

$$\frac{Ne^+/Ne^{2+}}{He^{2+}/He^+} = \varphi(T_*).$$

Трудность, однако, заключается в том, что линии [Ne V] находятся в далекой ультрафиолетовой области, из-за чего как сами наблюдения, так и редукция за межзвездное поглощение могут быть отягощены боль-

шими неточностями, а кроме того, ионы Ne^{4+} и Ne^{2+} могут светиться в существенно разных объемах.

Расчеты ионизации всех элементов проводились до пятой стадии ионизации включительно. Методика расчетов описана в [13, 14]; расчеты выполнены на ЭВМ «Минск-222» Львовского государственного университета.

Наблюдательный материал. Переход от наблюдаемых интенсивностей линий к числу ионов

Для определения содержания атомов He, O и Ne в планетарных туманностях нами был использован каталог наблюдаемых интенсивностей эмиссионных линий в газовых туманностях, недавно опубликованный Калером [11]. Поскольку линии [O II] и [O III] наблюдаются во всех случаях, нами были выбраны те туманности, для которых имелись интенсивности линий He I и He II, позволяющие определить количество ионов He^+ и He^{2+} . Отсутствие в туманности каких-либо из ионов гелия не всегда является препятствием к определению его полного содержания, однако при этом нет возможности определить температуру звезды. В тех случаях, когда какая-нибудь из линий наблюдалась несколькими авторами, для определения ее средней интенсивности выбирались только те наблюдения, которые отличались между собой не более чем на 50%. Это делалось не только для того, чтобы при осреднении избежать ошибочных наблюдений, но и для того, чтобы в случае большой неоднородности плотности и ионизации в туманности или в случае наличия зон стратификации излучения наблюдения разных авторов относились к одной и той же области.

При переходе от интенсивностей линий гелия к числу соответствующих ионов в 1 см^3 мы пользовались коэффициентами перехода, полученными Броклерхерстом [15]:

$$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} = 2,03 \frac{I_{\lambda 4471}}{I_{\text{H}\beta}} = 0,724 \frac{I_{\lambda 5876}}{I_{\text{H}\beta}} = 4,28 \frac{I_{\lambda 4026}}{I_{\text{H}\beta}} = 4,27 \frac{I_{\lambda 7065}}{I_{\text{H}\beta}};$$

$$\frac{\text{He}^{2+}}{\text{H}^+} = 0,084 \frac{I_{\lambda 4686}}{I_{\text{H}\beta}}.$$

В тех случаях, когда содержание He^+ , найденное по разным линиям, сильно различалось между собой, максимальный вес придавался линии He I $\lambda 4471$, которая ничем не blendируется и, как правило, наиболее интенсивна.

Для определения наблюдаемого числа ионов других элементов мы пользовались только небулярными переходами, дающими интенсивные линии. Переход от интенсивностей запрещенных линий, отнесенных к $\text{H}\beta$, к относительному количеству соответствующих ионов осуществлялся с помощью функции $\Theta(n_e, T_e)$:

$$\frac{[I]_i}{I_{\text{H}\beta}} = \frac{n_i}{\text{H}^+} \cdot \Theta(n_e, T_e).$$

Значения функции $\Theta(n_e, T_e)$ представлены в виде графиков в [16]. Впоследствии, однако, многие атомные параметры были уточнены [17, 18], поэтому функции $\Theta(n_e, T_e)$ нами вычислены заново для всех линий с новыми значениями параметров удара Ω и вероятностей перехода. Значения электронной температуры T_e и плотности газа n_e в туманности находились методом «пересечения кривых» (рис. 6), каждая из которых представляет собой функциональную зависимость между значениями n_e и T_e , при которых отношение интенсивностей авроральных и небулярных линий для ионов O^+ , O^{2+} , N^+ и S^+ равно их наблюдаемому отношению. К сожалению, далеко не для всех туманностей имеются интенсивности

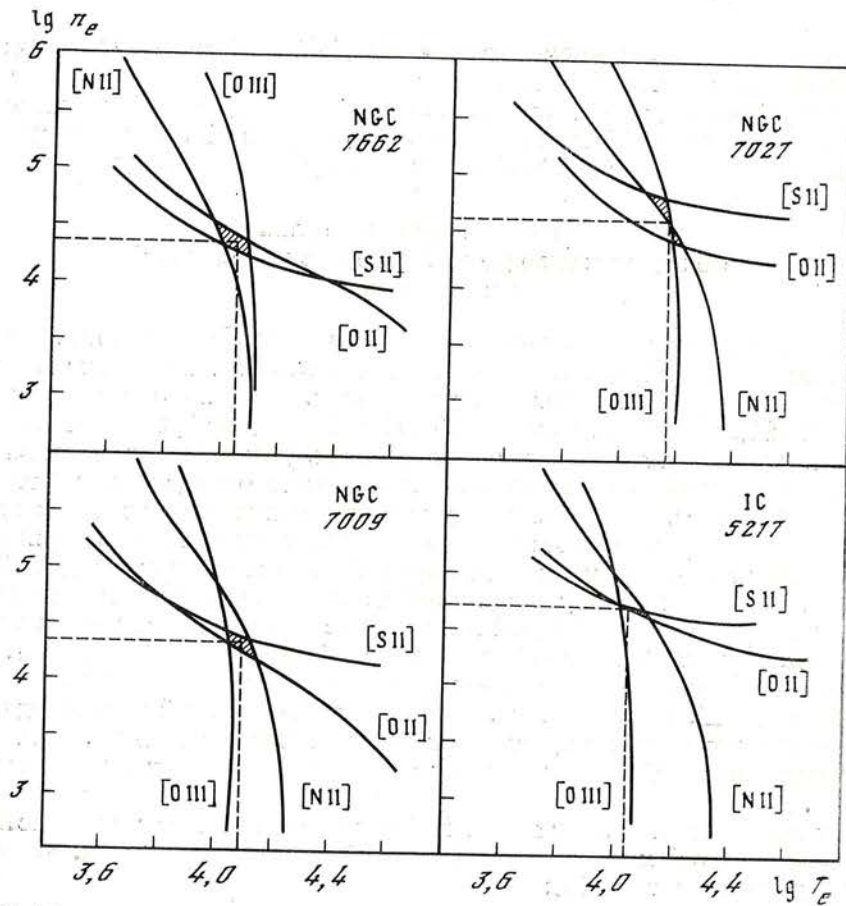


Рис. 6. Примеры, иллюстрирующие нахождение n_e и T_e в туманностях методом «пересечения кривых»

Каждая из кривых представляет собой функциональную зависимость между значениями n_e и T_e , при которых отношение интенсивностей авроральных и небулярных линий данного иона равно наблюдаемому отношению. Номера туманностей, для которых n_e и T_e найдены таким образом, отмечены в таблице жирным шрифтом

необходимых линий. Только для 41 объектов (в таблице они отмечены жирным шрифтом) удалось таким образом определить n_e и T_e . Для остальных туманностей значения n_e брались из статьи Калера [1], а электронная температура определялась нами по линиям [O III]; для нескольких туманностей оба значения n_e и T_e взяты из [1] (последние в таблице отмечены звездочкой).

Принятые нами значения n_e и T_e , а также температуры звезд, найденные из рис. 1, представлены в таблице. В этой же таблице даются наблюдаемые значения числа ионов He^+ , He^{2+} , O^+ , O^{2+} и Ne^{2+} по отношению к числу протонов. В последних трех столбцах этой же таблицы приведены полные относительные содержания гелия, кислорода и неона.

Анализ полученных результатов. Корреляция между содержаниями гелия, кислорода и неона

В рассмотренных нами 49 планетарных туманностях диапазон содержания гелия He/H составляет от 0,09 до 0,23. Такой интервал нельзя объяснить ошибками наблюдений (они оцениваются ниже). Отсюда де-

Рис. 7. Сопоставление относительного содержания кислорода O/H , найденного двумя независимыми способами: непосредственно по отношению к водороду и как произведение $(O/He) \times (He/H)$

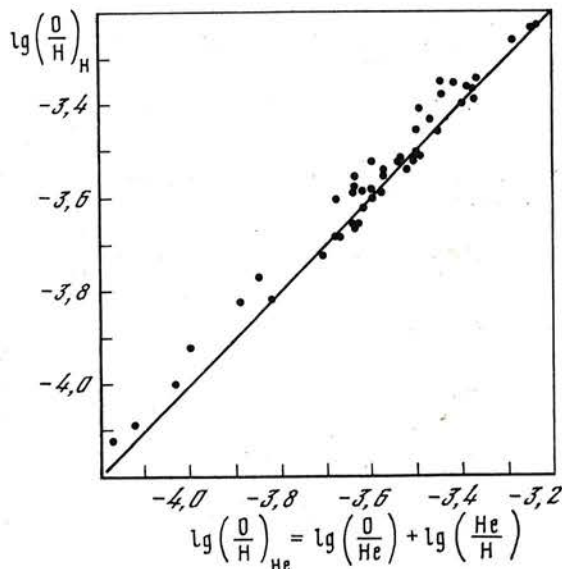
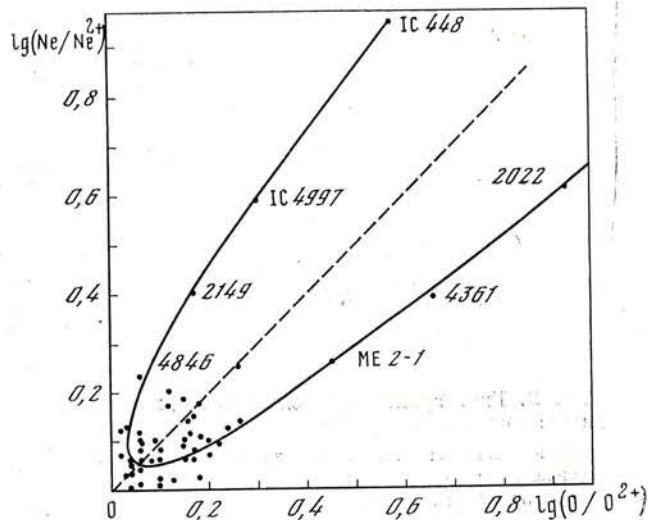


Рис. 8. Сравнение ионизации кислорода и неона в планетарных туманностях

В подавляющем большинстве туманностей практически все атомы кислорода и неона находятся во второй стадии ионизации. В туманностях с низким и высоким возбуждениями (соответственно левая и правая ветви) процентное содержание ионов O^{2+} и Ne^{2+} различно



дается вывод, что различие в содержании гелия в разных планетарных туманностях является реальным. Заметим, что для звезд интервал значений He/H гораздо больше: от 0,005 до 10^4 (см. [19]). Значительным оказался также диапазон величин O/H и Ne/H , однако точность определения этих содержаний ниже. Содержание атомов, определяемое по запрещенным линиям, сильно зависит от принятого значения T_e , а при больших плотностях ($n_e \geq 10^5$) — и от n_e . Для туманностей с высокой ионизацией газа и высокой температурой центральной звезды T_* содержание кислорода и неона сильно зависит от T_* , в то же время чем выше температура звезды, тем ниже точность ее определения (см. рис. 1). Неточности в определении n_e , T_e и T_* по своему характеру являются случайными, следовательно, случайными должны быть и ошибки в определении содержаний элементов. Точность определения содержания кислорода, характеризующая внутреннюю сходимост результатов и точность наблюдений, видна непосредственно из рис. 7, на котором сопоставлены значения O/H , полученные двумя независимыми методами: непосредственно по отношению к атомам водорода и посредством отношения к атомам гелия. Как видно из рисунка, случайные ошибки для $lg(O/H)$ равны

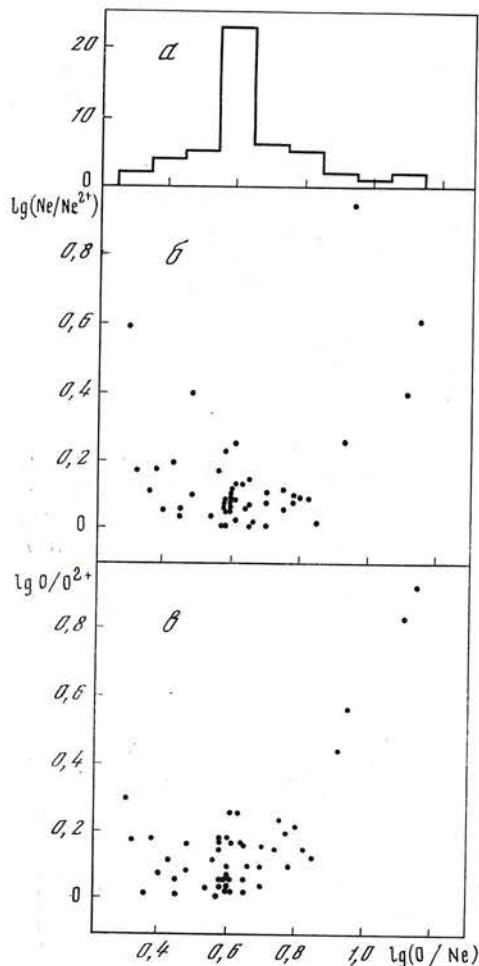


Рис. 9. Гистограмма значений O/Ne , наблюдаемых в туманностях (а)

Графики б и в показывают, что разброс значений O/Ne не связан с возможным завышением или занижением содержаний O/H и Ne/H

По данным наблюдений десяти планетарных туманностей [20] такая корреляция существует между содержаниями атомов гелия, азота и кислорода [40].

Рассмотрим сначала зависимость между содержаниями кислорода и неона. На рис. 9, а приведена гистограмма значений $\lg(O/Ne)$. Как следует из рисунка, для большинства туманностей $\lg(O/Ne) = 0,6$. Вместе с тем дисперсия значений $\lg O/Ne$ велика — от 0,2 до 1,2. Реальность дисперсии подтверждается рисунками 9, б и в, которые свидетельствуют о том, что дисперсия значений O/Ne не связана с завышением или занижением какого-нибудь из содержаний O/H или Ne/H . Что касается электронной температуры, от которой довольно сильно зависит количество наблюдаемых ионов, а следовательно, и содержание элемента, то она одинаковым образом влияет на значения O/H и Ne/H , следовательно, отношение O/Ne от T_e не зависит. Таким образом, мы приходим к выводу, что не для всех туманностей имеет место соотношение $\lg(O/Ne) = 0,6$. Вполне возможно, что между содержаниями кислорода и неона существует более сложная зависимость. Попытка ее обнаружить (см. рис. 10) привела

$\pm 0,05$; примерно столько же составляет систематическая разница между результатами, даваемыми двумя методами.

Некоторое представление о случайных ошибках в определении O/H и Ne/H дает рис. 8, на котором проведено сопоставление ионизации неона и кислорода. Как и следовало ожидать, степень ионизации этих элементов в большинстве туманностей примерно одинакова (на рис. 8 точки расположены в нижнем левом углу вблизи диагонали). При очень низком или высоком возбуждении газа степень ионизации кислорода и неона из-за несовпадения потенциалов ионизации для O^+ и Ne^+ , а также для O^{2+} и Ne^{2+} различна, о чем свидетельствует «раздвоение» диагонали на рис. 8: левую верхнюю ветвь образуют туманности с низким возбуждением и правую — с высоким.

Из рис. 8 следует также, что в большинстве планетарных туманностей основная доля атомов кислорода и неона находится во второй стадии ионизации, а точность определения O/H и Ne/H не ниже 0,1 в логарифме.

Таким образом, различие значений O/H и Ne/H в разных туманностях также является реальным. Независимым доказательством этого может служить корреляция между содержаниями различных элементов.

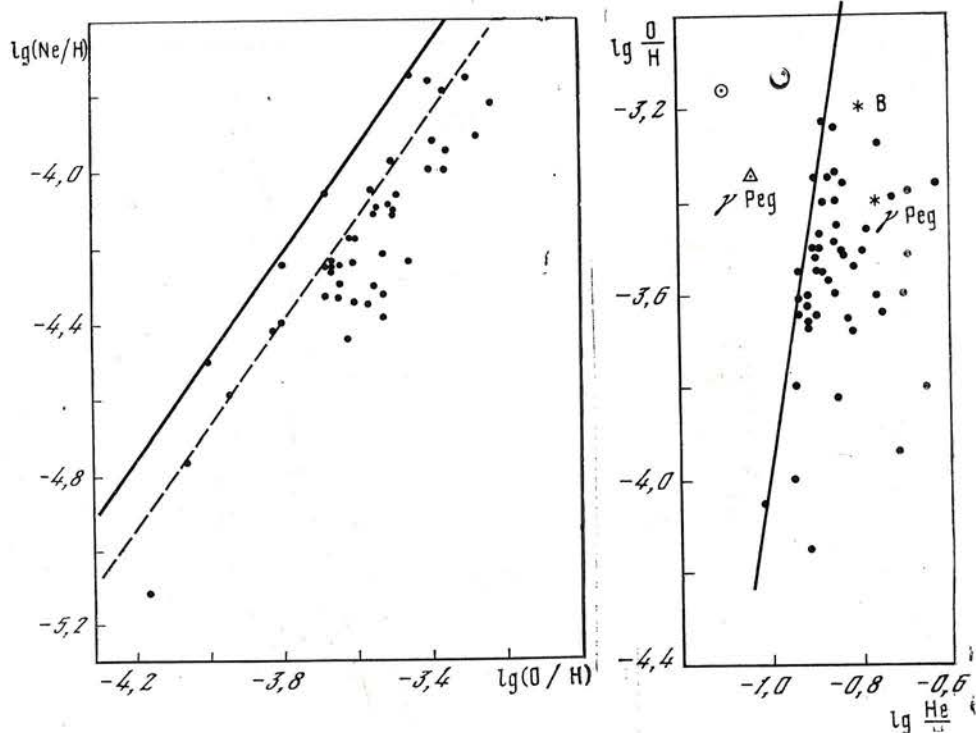


Рис. 10. Зависимость между относительным содержанием атомов кислорода и неона в планетарных туманностях

Рис. 11. Зависимость между относительным содержанием атомов гелия и кислорода в планетарных туманностях

Для сравнения приведены содержания Ne/H и O/H в В-звездах [21], в звезде γ Peg [21, 22] и на Солнце [22]. Треугольником обозначены самые новые данные для γ Peg [22]

к следующему соотношению:

$$\lg(\text{Ne}/\text{H}) = 1,43 \lg(\text{O}/\text{H}) + 0,95.$$

На рис. 11 и 12 приведена зависимость между содержанием гелия, с одной стороны, и содержанием кислорода и неона — с другой. Представляет интерес четкая граница со стороны малых значений содержания гелия, вблизи которой группируются точки. Такая граница свидетельствует о том, что каждому значению содержания гелия соответствует определенное максимальное содержание кислорода и неона. Возможно, это обстоятельство связано с условиями образования элементов внутри звезд. Уравнение граничных линий выглядит следующим образом:

$$\lg(\text{O}/\text{H}) = 5,0 \cdot \lg(\text{He}/\text{H}) + 1,48,$$

$$\lg(\text{Ne}/\text{H}) = 7,5 \cdot \lg(\text{He}/\text{H}) + 2,95.$$

Поскольку маловероятно, чтобы эти границы были случайным явлением, то из рис. 12 следует, что ошибки в определении содержания гелия меньше $\pm 0,05$ в логарифме. Для сравнения на рис. 11 и 12 нанесены данные о содержаниях Ne/H , O/H и Ne/H в звезде γ Peg и в В-звездах, взятые из [21], а также последние данные для звезды γ Peg и Солнца [22]. Любопытно, что данные о химическом составе для Солнца и γ Peg попадают в область избегания планетарными туманностями.

Наличие четкой зависимости между содержанием гелия и максимально возможным содержанием неона в планетарных туманностях дает возможность оценить верхнюю границу первоначального (дозвездного) содержа-

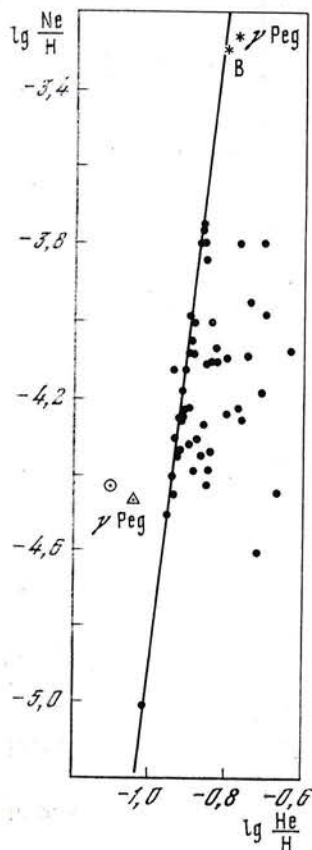


Рис. 12. Зависимость между относительным содержанием гелия и неона в планетарных туманностях

Обозначения те же, что на рис. 11

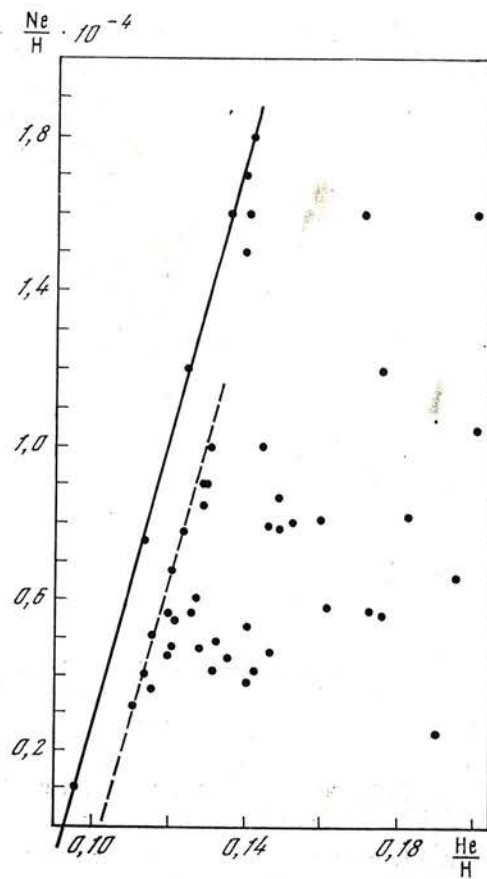


Рис. 13. То же, что и на рис. 12, только на плоскости $(\text{Ne}/\text{H}, \text{He}/\text{H})$.

Наличие четкой границы (сплошная линия) со стороны малых значений He/H позволяет оценить содержание гелия $(\text{He}/\text{H})_{\text{реликт. тум}} \approx 0,09$, при котором $\text{Ne}/\text{H} = 0$. Представляет интерес существование второй такой же границы (штриховая), идущей параллельно первой

ния гелия (рис. 13). Очевидно, им будет то количество гелия, при котором содержание неона равно нулю. Согласно рис. 13, $(\text{He}/\text{H})_{\text{реликт. тум}} = 0,09$, что несколько больше реликтового содержания гелия, получаемого по звездам: $(\text{He}/\text{H})_{\text{реликт. зв}} = 0,08$ [23]. Это различие, а также обширная область, заполненная точками на рис. 13 правее границы максимальных значений Ne/H , равно как и наличие второй такой же границы, обозначенной на рис. 13 штриховой линией, свидетельствуют о существовании длительного периода в эволюции звезды, когда в результате ядерных реакций образуется только гелий.

Заключение

Основная доля вещества в Галактике сосредоточена в звездах, где и происходит его химическая эволюция, т. е. обогащение тяжелыми элементами. Газовые туманности являются всего лишь объектами, удобными для обнаружения такой эволюции, поскольку точность определения содержания элементов в разреженном оптически тонком светящемся газе достаточно высока. Однако физические условия в реальных туманностях гораздо сложнее.

Туманность	$n_e, 10^3 \text{ см}^{-3}$	$T_e, 10^4 \text{ K}$	$T_e, 10^4 \text{ K}$	$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{He}^{2+}}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{O}^+}{\text{H}^+} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{O}^{2+}}{\text{H}^+} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{Ne}^{2+}}{\text{H}^+} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{He}}{\text{H}}$	$\frac{\text{O}}{\text{H}} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\text{Ne}}{\text{H}} \cdot 10^{-4}$
NGC 650	2,0	1,30	5,0	0,120	0,052	0,015	1,7	0,50	0,172	2,5	0,57
1535	10,0	1,35	4,5	0,124	0,016	0,022	1,3	0,32	0,140	1,5	0,38
2022	3,1 *	1,50	18,0	0,022	0,109	0,01	0,68	0,10	0,131	5,8	0,41
2346	0,67 *	1,30	13,0	0,129	0,019	0,47	1,4	0,57	0,148	2,1	0,87
2392	4,0	1,40	13,0	0,068	0,053	0,077	1,2	0,30	0,121	2,2	0,54
2452	0,75 *	1,3	15,0	0,084	0,048	0,17	1,6	0,37	0,132	2,8	0,49
2867	17,5 *	1,10	12,0	0,098	0,032	0,43	3,2	0,86	0,130	4,0	1,0
3242	3,2 *	1,15	5,3	0,095	0,031	0,040	2,4	0,60	0,126	3,0	0,60
4361	0,33 *	2,3	12,0	0,021	0,10	0,0014	0,13	0,022	0,121	0,7	0,056
6210	12,0	1,30	4,5	0,11	0,0028	0,082	1,4	0,31	0,113	1,6	0,40
6309	4,1 *	1,00	7,2	0,116	0,059	0,13	3,7	0,86	0,175	5,3	1,2
6445	1,3 *	1,38 *	14,0	0,149	0,046	0,29	1,7	0,55	0,195	2,5	0,66
6543	8,0	0,95	5,8	0,126	0,019	1,1	2,3	0,60	1,128	3,3	0,85
6565	1,0	1,00	13,0	0,113	0,011	1,5	2,9	1,2	1,124	4,4	1,2
6572	7,0	1,02	7,5	0,128	0,067	1,1	3,3	1,0	0,135	4,4	1,6
6644	20,3 *	1,25	7,5	0,143	0,018	0,38	2,8	0,49	0,161	3,5	0,58
6720	1,0	1,15	17,0	0,118	0,022	0,68	1,8	1,2	0,14	2,6	1,6
6741	40,0	1,35	17,5	0,106	0,040	0,36	1,6	0,35	0,146	2,3	0,46
6778	2,8 *	1,00	5,0	0,218	0,014	0,24	3,9	0,73	0,232	4,3	0,86
6790	86,0 *	1,15	4,5	0,110	0,0031	0,21	2,6	0,55	0,113	2,9	0,75
6803	12,0	0,95	4,3	0,136	0,0033	0,26	3,8	1,3	0,139	4,0	1,7
6807	2,0 *	1,05	6,5	0,139	0,020	0,20	2,8	0,72	0,159	3,1	0,81
6818	4,0	1,20	12,5	0,081	0,063	0,14	2,4	0,73	0,144	4,4	1,0
6826	2,0	1,05	4,3	0,115	0,0047	0,093	2,0	0,40	0,120	2,1	0,47
6884	50,0	1,00	7,2	0,122	0,017	0,54	5,1	1,3	0,139	5,8	1,5
6886	4,2 *	1,00	13,0	0,156	0,039	0,66	3,5	1,4	0,200	4,2	1,6
6891	3,7 *	1,05	5,0	0,154	0,021	0,096	2,1	0,50	0,175	2,2	0,56
7008	7,5 *	1,40	9,6	0,144	0,075	0,056	1,0	0,49	0,219	1,6	0,57
7009	23,0	1,2	5,0	0,106	0,013	0,063	1,9	0,56	0,119	2,1	0,56
7026	50,0	1,00	11,0	0,164	0,018	1,08	2,99	1,0	0,182	4,2	1,2
7027	63,0	1,33	10,5	0,080	0,039	0,13	1,8	0,39	0,119	2,5	0,45
7662	20,0	1,20	7,0	0,100	0,042	0,067	2,2	0,39	0,142	3,1	0,41
IC 351	2,0 *	1,30	6,3	0,074	0,041	0,031	1,7	0,29	0,115	2,4	0,36
418	8,0	1,20	7,0	0,093	0,0020	0,67	0,24	0,023	0,095	0,9	0,10
1747	5,0	1,10	6,0	0,18	0,023	0,18	2,7	1,0	0,203	3,1	1,1
2003	3,7 *	1,20	9,0	0,078	0,049	0,074	1,8	0,38	0,127	3,0	0,47
2149	20,0	1,25	5,7	0,109	0,0018	0,29	0,68	0,13	0,111	1,0	0,32
2165	4,4	1,35	16,0	0,088	0,042	0,21	1,5	0,44	0,125	2,2	0,56
2448	2,4 *	1,20	4,7	0,083	0,032	0,015	1,84	0,48	0,115	2,3	0,50
3568	5,7 *	1,10	4,1	0,112	0,011	0,051	3,0	0,73	0,123	3,2	0,78
4634	3,0 *	1,05	7,0	0,106	0,022	0,14	2,3	0,72	0,128	2,8	0,9
4846	1,4 *	1,10	2,6	0,146	0,00050	0,082	2,6	0,46	0,146	3,0	0,79
4997	700,0 *	1,20 *	5,3	0,141	0,00076	1,8	1,8	0,46	0,141	3,6	1,8
5117	33,0 *	1,25	5,2	0,109	0,0108	0,11	2,2	0,63	0,120	2,4	0,68
5217	55,0	1,12	5,0	0,128	0,012	0,18	2,8	0,63	0,148	3,2	0,78
J 320	2,0 *	1,5	4,8	0,17	0,022	0,021	1,0	0,25	0,19	1,15	0,26
J 900	18,0 *	1,3	9,5	0,095	0,040	0,12	1,7	0,36	0,135	2,7	0,45
ME 2-1	100,0 *	1,25	5,8	0,147	0,0046	0,64	2,2	0,54	0,152	2,9	0,80
ME 2-1	1,7 *	1,35	12,0	0,040	0,10	0,04	1,6	0,29	0,140	4,5	0,53

Примечания. * Значения n_e или T_e взяты из работы Калера [1]. Жирным шрифтом выделены номера туманностей, для которых значения n_e или T_e определены по линиям [O II], [O III], [N II] и [S II] методом пересечения кривых.

Одним из обстоятельств, которое сильно осложняет задачу определения химического состава туманностей, является неоднородность физических условий в газе — мелкомасштабные флуктуации плотности и температуры, связанные с волокнистой или глобульной структурой газа, а также крупномасштабная неоднородность, обусловленная стратификацией излучения. Последнюю в принципе можно учесть, если туманность сферически симметрична и угловой размер ее достаточно велик. На наличие мелкомасштабной неоднородности указывает тот факт, что значения n_e и T_e , найденные по линиям разных ионов, различаются между собой. Для некоторых туманностей, даже по данным самых точных наблюдений, метод «пересечения кривых» не дает однозначного определения n_e и T_e .

В настоящее время нет никаких рекомендаций относительно того, как учесть мелкомасштабную флуктуацию плотности и температуры. Поэтому нужно иметь в виду, что применение одних и тех же средних значений n_e и T_e для нахождения числа ионов разного возбуждения может привести для отдельных туманностей к значительным ошибкам в обилии некоторых ионов, а следовательно, и в содержании элемента. Нам представляется, что надежно установленные закономерности в химическом составе помогут при исследовании некоторых туманностей решить обратную задачу, т. е. определить физические условия в них, в частности разгадать проблему линий нейтрального кислорода: почему эти линии являются столь интенсивными даже в туманностях с высокой ионизацией газа. Попытка использовать линии [O I] для определения содержания кислорода в туманностях не дала желаемых результатов: значения O/H, получаемые по линиям [O I] и [O II], существенно отличаются от содержания кислорода, найденного по линиям [O II] и [O III]. Поведение интенсивности красного дублета [O I] λ 6300 + 6330 Å и зеленой линии λ 5577 Å остается непонятным. Совершенно очевидно, что дело здесь не в ошибках наблюдений, а в интерпретации свечения нейтральных атомов кислорода.

Второе обстоятельство, которое может очень сильно исказить эффекты химической эволюции вещества в Галактике, такие, как градиент химического состава в диске или в перпендикулярном направлении, — это рекуррентность образования планетарной туманности, т. е. повторные отделения газовой оболочки от звезды и разная эффективность перемешивания вещества в звездах. Время жизни планетарных туманностей, как известно, пренебрежимо мало по сравнению с временем эволюции центральной звезды, поэтому химический состав туманности по идее не должен сильно отличаться от состава атмосферы центральной звезды в настоящий момент. Однако нет никакой уверенности в том, что звезды, окруженные планетарными туманностями, образовались в один и тот же момент и сбросили к настоящему времени одинаковое количество оболочек. Маловероятно также, чтобы химический состав атмосферы звезды, а следовательно, и сбрасываемых оболочек оставался постоянным в течение всей эволюции звезды. Таким образом, существует много причин для того, чтобы химический состав газа в разных туманностях был разным. Тем более удивляет его однородность в планетарных туманностях по сравнению с тем многообразием химического состава, которое наблюдается в звездах.

Авторы выражают искреннюю благодарность доктору Калеру (США) за любезно присланный им «Каталог относительных интенсивностей эмиссионных линий в планетарных и диффузных туманностях», а также Р. Е. Гершбергу и А. А. Боярчуку за детальное обсуждение статьи и ценные замечания.

Май 1977 г.

Литература

1. Kaler J. B.— *Astrophys. J.*, 1970, 160, 887.
2. Searle L.— *Astrophys. J.*, 1971, 168, 327.
3. Benvenuti P., D'Odorico S., Peimbert M.— *Astron. and Astrophys.*, 1973, 28, 447.
4. Peimbert M., Torres-Peimbert S.— *Astrophys. J.*, 1974, 193, 327.
5. Shields G. A.— *Astrophys. J.*, 1974, 193, 335.
6. Comte G.— *Astron. and Astrophys.*, 1975, 39, 197.
7. Smith H. E.— *Astrophys. J.*, 1975, 199, 591.
8. Peimbert M.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1975, 13, 113.
9. Boeshaar G.— *Astrophys. J.*, 1975, 195, 695.
10. D'Odorico S., Peimbert M., Sabbadin F.— *Astron. and Astrophys.*, 1976, 47, 341.
11. Kaler J. B.— *Astrophys. J., Suppl., Ser.*, 1976, 31, N 4.
12. Проник В. И.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 71.
13. Головатый В. В., Проник В. И.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 47.
14. Головатый В. В., Проник В. И., Яцук О. С. Циркуляр астрон. обсерв. Львовского ун-та, 1976, № 51.
15. Brocklerchurst M.— *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 1972, 157, 211.
16. Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Годовников Н. В., Проник В. И.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 147.
17. Szyzak S. J., Krueger T. K., Martins A. P. e. a.— *Planetary Nebulae, IAU Symp. N 34, 4—8 Sept. 1967. Dordrecht-Holland, D. Reidel. Publ. Co.*, 1968, p. 138.
18. Garstang R. H.— *Planetary Nebulae, IAU Symp. N 34, 4—8 Sept. 1967. Dordrecht-Holland, D. Reidel Publ. Co.*, 1968, p. 143.
19. Highlights of Astronomy, v. 2. As presented at the XIV General Assembly of the IAU 1970. C. De Jager (Ed.), p. 254.
20. Peimbert M., Torres-Peimbert S.— *Bol. observ. Tonantzintla y Tacubaya*, 1971, 6, 21.
21. Аллер Л., Аллер У. Планетарные туманности. М., «Мир», 1971, с. 103.
22. Peters G. J.— *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 1976, 30, N 4, 551.
23. Любимков Л. С.— Письма в Астрон. ж., 1975, 1, № 11, 29; Астрофизика в печати.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ
МАРКАРИАН 279

Л. П. Метик, И. И. Проник

Приведены результаты фотометрического исследования галактики Маркариан 279 в фильтрах с $\lambda_{эф}$ 3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å. Центральная часть галактики Маркариан 279 — сфероидальное образование, окруженное ореолом, — показывает в разных фильтрах структурные неоднородности и асимметрию. Получены распределение энергии и звездные величины центральной части наблюдаемой галактики. Распределение энергии в спектре галактики сложное: на спектр, подобный спектру звезд класса F — G, в синей области накладывается дополнительное излучение. Отмечено, что возможны изменения яркости галактики примерно на 1^m за время порядка полугода.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF THE GALAXY MARKARIAN 279, by L. P. Metik, I. I. Pronik.— The results of photometric investigation of the galaxy Markarian 279 using seven band filters (λ_{ef} 3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600 and 7400 Å) are given. The central part of galaxy Markarian 279 is a spheroidal formation surrounded by a halo. In different filters this central region shows structural heterogenities and asymmetry. Stellar magnitudes and spectral energy distribution for the central part of the galaxy are received. Spectral energy distribution is of a complex nature: it is similar to that of F — G stars superimposed by an additional radiation in blue region. It is noted that the galaxy Markarian 279 showed variations of its brightness (approximately 1^m during a half-year).

Голубая компактная галактика Маркариан 279 из третьего списка объектов Маркариана [1] является сфероидальной, слегка вытянутой звездной системой с заметной оболочкой. Это хорошо видно на фотокопии карты Паломарского атласа (рис. 1). Маркариан отнес ее к типу сейфертовских, определил ее размер ($15''$) и фотографическую звездную величину ($m_{pg} = 15^m$) [1]. Спектр ядра этой галактики подробно изучили Э. Е. Хачикян и Д. В. Видман [2]. Они нашли ее красное смещение ($z = 0,0302$) и по виду спектра отнесли галактику Маркариан 279 к типу Сейферт 1. Спектр галактики имеет широкие асимметричные линии [O III], а также очень широкие и, возможно, асимметричные водородные линии [2]. Фотоэлектрически в системе U, B, V эту галактику наблюдали М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый [3] и Д. В. Видман [4, 5]. Последний включил галактику Маркариан 279 в список объектов, яркость которых определяется с «большими ошибками». Абсолютная величина этой галактики, по данным Д. В. Видмана, $M_V = -21^m,23$, что свидетельствует о ее принадлежности к гигантским системам. М. А. Аракелян [6] предположил, что яркость галактики Маркариан 279 меняется.

Мы исследовали эту галактику методом многоцветной фотометрии. Это восьмая исследованная нами компактная голубая галактика. В [7—10] опубликованы результаты, полученные нами для галактик Маркариан 34, 42, 69, 205, 290, 298 и сейфертовской галактики NGC 1275. Все эти системы

на снимках в общем свете представляют симметричные эллипсоидальные образования, а при исследовании в голубых фильтрах $\lambda_{эф}$ 3600—4400 Å у них проявляются структурные детали. Для выяснения природы этих объектов необходимо как можно большее число наблюдений их представителей.

Наблюдения галактики Маркарян 279 выполнены И. И. Проник в главном фокусе 2,6-м телескопа им. академика Г. А. Шайна с использованием ЭОПа и фильтровой приставки. Эффективные длины волн нашей установки согласно [11] $\lambda_{эф} = 3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600$ и 7400 Å. Масштаб изображения на негативах $21''$ в 1 мм. Для абсолютной калибровки параллельно с галактикой получены внефокальные изображения звезды HD 143705 ($V = 7^m.98$; $B - V = 0^m.60$; $U - B = 0^m.09$, G0 V) [12, 13].

За две ночи — 26.VI и 28.VII 1971 г. — было получено 36 негативов с изображением галактики и звезды с экспозициями от 16^s до 7^m . Все снимки обработаны методом, описанным ранее [7—10]. Неравномерность чувствительности фотокатода не учитывалась ввиду того, что изображения галактики имеют очень малые размеры. Для каждого изображения галактики получено по два фотометрических разреза. Разрез 1 проходит через опорную звезду и ярчайшую область галактики, а разрез 2 — перпендикулярно первому и тоже через самую яркую часть галактики. Направления разрезов показаны на рис. 1. Как видно из рисунка, разрез 1 проходит почти по малой, а разрез 2 — по большой осям галактики.

Просмотр результатов фотометрии галактики в различных фильтрах показал, что галактика в разных участках спектра имеет разную фотометрическую структуру. При этом наблюдается постепенный переход от структуры галактики в голубой области спектра к структуре в ближней инфракрасной области. Так, изображение галактики Маркарян 279 в фильтре $\lambda_{эф} 3730$ Å очень похоже на изображение галактики в фильтре $\lambda_{эф} 3600$ Å, то же можно сказать и о фотометрической структуре галактики в фильтрах $\lambda_{эф} 6600$ и 7400 Å. Поэтому для иллюстрации мы привели только три наиболее характерных фотометрических контура в фильтрах $\lambda_{эф} 3600, 5280$ и 7400 Å. Осредненные по всем имеющимся негативам и отнесенные к интенсивности центральной части галактики ($I_{ц}$), эти контуры представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что наиболее яркая часть компактной галактики Маркарян 279 — сфероидальное образование. Если при больших экспозициях (см. рис. 1) галактика выглядит как эллипс с отношением полуосей $\sim 0,6$, то при маленьких экспозициях это отношение близко к 1. Размер внутреннего сфероида (где $I > I_{ц} \times 0,1$) по рис. 2 равен примерно $10''$, или 6 кпс (при $H = 75$ км/с/Мпс), а внешнего эллипсоида (см. рис. 1) — $40 \times 25''$, или (25×15) кпс. Следы внешнего эллипсоида видны и на наших фотометрических разрезах. Это выражается в том, что во втором разрезе галактика немного ярче, чем в первом. Рис. 2 показывает, что внешний эллипсоид лучше выделяется в красных лучах. Внутренний сфероид (размером $10''$) имеет фотометрические неоднородности, которые особенно заметны в инфракрасных лучах в обоих разрезах.

Сопоставляя вид фотометрических разрезов галактики в различных лучах, можно заключить, что ее яркая центральная часть состоит по крайней мере из двух сгущений, отличающихся по цвету. Сгущения хорошо видны в фильтре $\lambda_{эф} 7400$ Å, в котором они по яркости различаются больше, чем в других фильтрах. По нашим снимкам в голубой области спектра ($\lambda_{эф} 3600—4400$ Å) сгущения разделить не удастся. По-видимому, в этой части спектра они имеют одинаковую яркость. Данные о структуре галактики в разных фильтрах и фотометрических разрезах 1 и 2 позволили нарисовать схему центральной сфероидальной части галактики Маркарян 279. Схема представлена на рис. 3. Из нее видно, что красное и голубое изображения галактики как бы несцентрированы. Эта «расцентрировка» значительнее по большой оси внешнего эллипсоида, чем по малой.

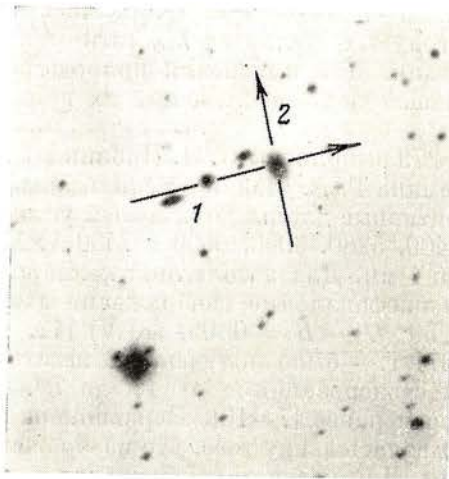
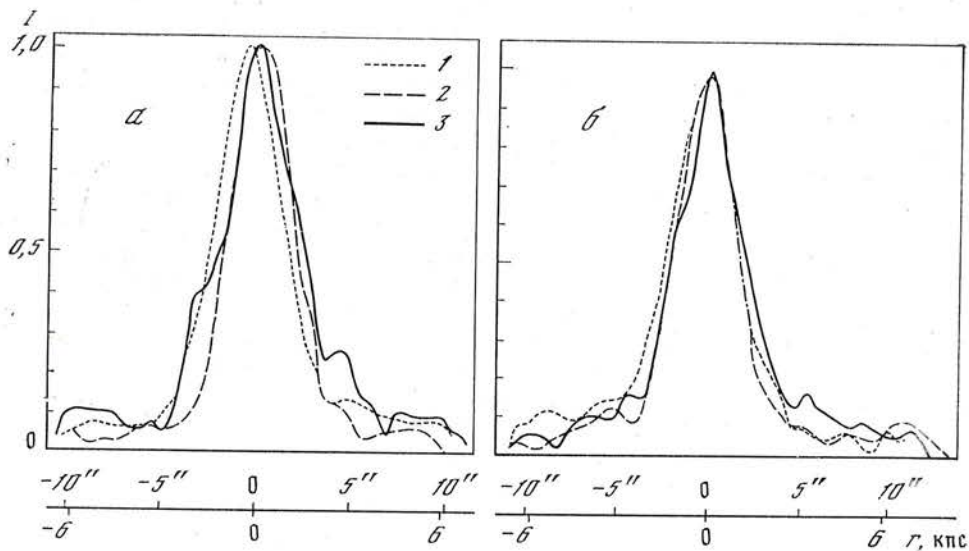


Рис. 1. Карта для отождествления галактики Маркарян 279 — фотокопия карты Паломарского атласа

Размер области $10 \times 10'$, север — вверх, восток — слева. Стрелками показаны направления фотометрических разрезов

Рис. 2. Распределение интенсивности в фотометрических разрезах (a — разрез № 1, b — № 2) галактики Маркарян 279 в трех фильтрах

1 — 3600 \AA , 2 — 5280 \AA и 3 — 7400 \AA . По оси абсцисс отложены расстояния от центра в секундах дуги и килопарсеках



Именно в этом направлении (на юго-восток от ядра галактики) и расположено голубое образование.

По фотометрическим разрезам после калибровки их при помощи внефокальных изображений звезды HD 143705 и учета атмосферной экстинкции по данным В. И. Бурнашева были вычислены звездные величины центральной области галактики Маркарян 279. Результаты приведены в таблице. Там же для сравнения приведены фотоэлектрические определения звездных величин и показателей цвета для этой галактики, полученные в системе U, B, V разными авторами [4, 3—5]. Между определениями яркости, проведенными в разное время, как видно из таблицы, существуют расхождения значительно большие, чем допускает фотоэлектрический метод. Это уже отмечалось Видманом [5] и М. А. Аракеляном [6]. Мы сопоставили «расхождения» в яркости и показателях цвета галактики на рис. 4. Как видно из него, увеличению яркости в пяти случаях из шести соответствует уменьшение показателя цвета галактики. Это как раз характерно для галактик сейфертовского типа с переменными ядрами [14]. Таким образом, большой разброс, полученный в определениях величин и показателей цвета галактики Маркарян 279 разными авторами, вполне возможно, отражает переменность ядра этой галактики. Изменения в яркости достигают $\sim 1^m$, а показателя цвета — $(B-V) \sim$

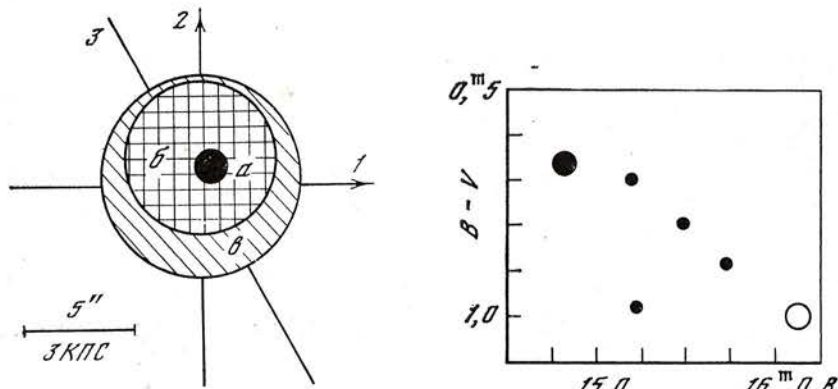


Рис. 3. Схема относительного расположения наиболее ярких областей галактики Маркарян 279 в разных лучах

a — ядро галактики в фильтре 7400 Å, *b* и *c* — центральная часть галактики в фильтрах 7400 и 3600 Å соответственно. Цифрами указаны направления: 1 и 2 — соответствующих фотометрических разрезов, 3 — большой оси галактики

Рис. 4. Зависимость звездных величин *B* от показателя цвета (*B* — *V*) по данным разных авторов из таблицы

Маленькие кружки соответствуют определениям с диафрагмами 13",5 и 15", большие — с диафрагмами 22 и 25". Темные кружки — фотоэлектрические, светлые — фотографические определения

~ 0^m.4. На рис. 5 показаны изменения звездной величины *B* галактики со временем по данным таблицы. Как видно из рис. 5, изменение звездной величины *B* галактики Маркарян 279 примерно на 1^m происходит за время порядка полугода.

Калиброванные и исправленные за атмосферную экстинкцию интенсивности фотометрических разрезов галактики Маркарян 279 затем исправлялись за влияние межзвездного поглощения по данным Видмана [5]. После этого весь фотометрический материал использовался для нахождения распределения энергии в центральной компактной области размером 6",3 (4 кпс) и прилегающем к ней кольце шириной 2",5 (1,5 кпс). Согласно наблюдениям Д. Видмана [4], эквивалентные ширины эмиссионных линий *W_e* в спектре ядра Маркарян 279 достаточно велики. Воспользовавшись величинами *W_e* из [4] и принимая во внимание положение эмиссионных линий в полосах пропускания использованных нами фильтров

Звездные величины и показатели цвета галактики Маркарян 279, полученные в разное время

Время наблюдений	<i>D''</i>	<i>B</i>	<i>B</i> — <i>V</i>	<i>U</i> — <i>B</i>	Ссылки
До XI 1969 г.	15"	* 15 ^m	—	—	Б. Е. Маркарян [1]
VI 1970 г.	13,5	15,58	0,88	—0,10	М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. М. Лютый [3]
VII 1970 г.	13,5	15,17	0,98	—0,25	М. А. Аракелян и др. [3]
II 1971 г.	15,0	15,37	0,79	—0,27	Видман [4]
VI, VII 1971 г.	21,6	** 15,9 ± 0,2	** 1,0 ± 0,3	—	Л. П. Метик, И. И. Проник (настоящая работа)
II 1972 г.	25	14,84	0,66	—0,55	М. А. Аракелян и др. [3]
III, XI 1972 г.	15	15,15	0,69	—0,45	Видман [5]

Примечание. * 15^m = *m_{pg}*. ** 15^m,9 = *B_{λ4400}*, показатель цвета —1^m,0 = *m₄₄₀₀* — *m₅₂₈₀*.

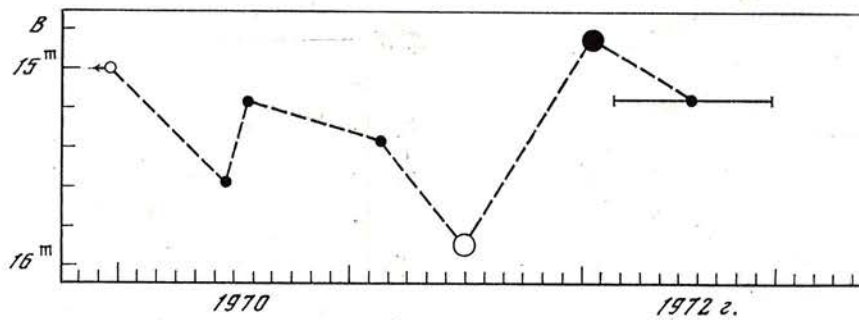


Рис. 5. Изменение звездной величины галактики Маркарян 279 со временем по данным таблицы

Обозначения, как на рис. 4. Горизонтальный отрезок означает неопределенность момента наблюдений

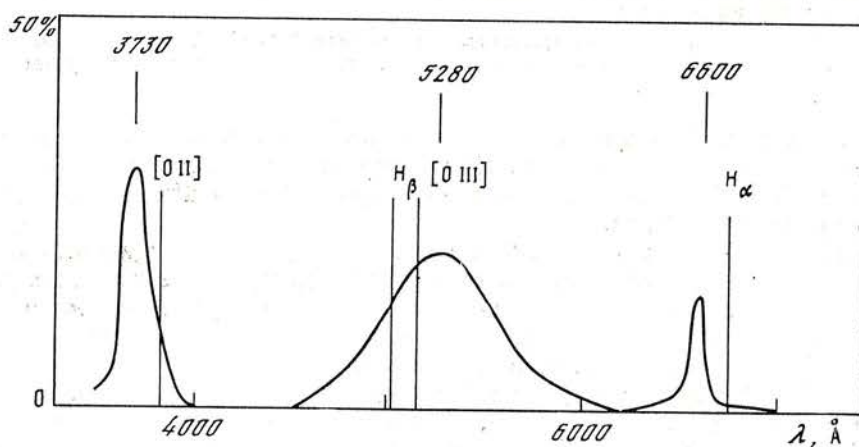


Рис. 6. Кривые реакции фильтров из [11], для которых возможны излучения в эмиссионных линиях

Вертикальными линиями показано положение эмиссионных линий с учетом красного смещения галактики Маркарян 279 по Видману [4]

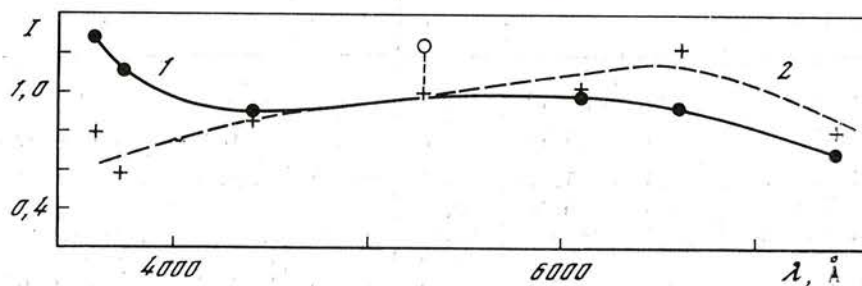


Рис. 7. Относительное распределение энергии в спектре галактики Маркарян 279
1 — центральной области размером $6''.3$ (4 кпс), 2 — кольца вокруг центральной области шириной $2''.5$ (1,5 кпс). Светлый кружок показывает избыточное излучение в фильтре 5280 \AA , вычисленное по данным Видмана [4] и рис. 6

(рис. 6), мы учли вклад эмиссии при оценке яркости галактики в разных фильтрах.

Результаты приведены на рис. 7. Средняя квадратичная ошибка, осредненная по всем фильтрам, для центральной области составляет 15%, а для кольца 25%. Из рис. 7 видно, что распределение энергии в спектре центральной области Маркарян 279 сложное: на спектр, подобный спектру звезд класса F — G, в синей области накладывается дополнительное излучение. Частично оно может быть обусловлено нетепловой эмиссией, характерной для галактик, обладающих сейфертовскими ядрами. (В пользу такого предположения говорит возможная переменность излучения галактики Маркарян 279, отмеченная выше.) Однако центральная область с повышенным ультрафиолетовым избытком довольно велика. (Ее размер, как отмечено выше, порядка 4 кпс.) Сомнительно, что только нетепловое излучение может обеспечить ультрафиолетовый избыток такой большой области. Поэтому мы считаем, что голубые звезды также вносят свой вклад в коротковолновую часть спектра излучения центральной области этой галактики. Из рис. 7 видно, что избыток ультрафиолетового излучения уменьшается в направлении от центра к периферии галактики Маркарян 279, и в этом же направлении появляется некоторая тенденция к избыточному излучению в красной части спектра. Кольцо, прилегающее к центральной области галактики, показывает распределение энергии, характерное для звезд поздних спектральных классов.

Приведенные результаты многоцветной фотометрии галактики Маркарян 279 говорят о том, что по своей фотометрической структуре она похожа на рассмотренные нами ранее компактные сфероидальные галактики Маркаряна 34, 42, 205, 290, 298 и сейфертовскую галактику NGC 1275 [7—10]. Общие характеристики этих систем таковы: а) сфероидальная или эллипсоидальная форма в видимой области спектра; б) наличие голубых включений в центральной части галактики; в) большая абсолютная величина галактики ($M_V < -20^m5$); г) высокая средняя поверхностная яркость ($20,0-22^m6$ с кв. сек дуги); д) ядро, обладающее признаками сейфертовского типа; е) большинство из этих систем имеют ядра, меняющие свою яркость и цвет со временем.

Мы приносим глубокую благодарность К. К. Чуваеву за предоставленную для наблюдений аппаратуру, Г. Н. Шарановой и В. Т. Жоголевой — за изготовление рисунков.

Апрель 1977 г.

Литература

1. Маркарян Б. Е. — *Астрофизика*, 1969, 5, 581.
2. Хачикян Э. Е., Видман Д. В. — *Астрофизика*, 1971, 7, 389.
3. Аракелян М. А., Дибай Э. А., Лютый В. М. — *Астрофизика*, 1972, 8, 473.
4. Weedman D. W. — *Astrophys. J.*, 1972, 171, 5.
5. Weedman D. W. — *Astrophys. J.*, 1973, 183, 29.
6. Аракелян М. А. Докт. дис. Ереван, 1976, с. 110.
7. Проник И. И., Метик Л. П. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1974, 52, 65.
8. Метик Л. П., Проник И. И. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1976, 55, 188.
9. Metik L. P., Pronik I. I. — *Proc. of Third European Astronomical Meeting. Tbilisi.* Е. К. Kharadse (Ed.), 1975, p. 334.
10. Метик Л. П., Проник И. И. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1977, 56, 52.
11. Проник И. И., Чуваев К. К. — *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, 38, 219.
12. Eggen O. J. — *Astron. J.*, 1964, 69, 570.
13. Priser J. B. — *Publs Astron. Soc. Pacif.*, 1966, 78, 474.
14. Лютый В. М. Докт. дис. М., ГАИШ, 1977.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ОБРАЗОВАНИЙ В ГАЛАКТИКЕ NGC 2403

Н. Б. Григорьева

Для выявления комплексов H II-областей в центральных частях галактики NGC 2403 была проведена фотографическая фотометрия снимков галактики, полученных для семи областей спектра с узкополосными фильтрами ($\lambda_{эф}$ 3730, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) и электронно-оптическим преобразователем в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. Г. А. Шайна. Для абсолютных калибровок с той же аппаратурой получены внефокальные изображения звезды 76 Com.

Выявлено 48 деталей, находящихся на расстоянии от 0,13 до 4,5 кпс от центра галактики, оценена интенсивность их излучения в линии H_{α} ($5 \times 10^{-18} \leq I_{H_{\alpha}} \leq 1,4 \times 10^{-16}$ эрг·см⁻²·с⁻¹·Å⁻¹ с кв.сек дуги), масса водорода ($50 \leq M/M_{\odot} \leq 2,4 \times 10^6$) и получено распределение энергии в спектре звездных группировок этих деталей. Все результаты приведены в таблице.

— BRIGHT PATCHES IN NGC 2403, by *N. B. Grigorieva*.— A photometric study of the NGC 2403 has been carried out to detect the H II-complexes. Photographs have been taken using the prime-focus image-converter on 2.6-meter Shajn telescope combined with the 7 colour filters (λ_{ef} 3730, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 and 7400 Å). 76 Com has been observed for absolute calibrations.

Forty eight bright patches at the distances between 0.13 and 4.5 kps from the galaxy center having H_{α} intensities $5.0 \times 10^{-18} - 1,4 \times 10^{-16}$ erg/cm²·s Å (sec of arc)⁻¹ and a gaseous masses M/M_{\odot} from 50 to $2,4 \times 10^6$ have been found. Spectral energy distributions for the patches investigated have been obtained.

Галактика NGC 2403 типа SAB(s)cd представляет определенный интерес в отношении расположения в ней, а также физических характеристик водородных образований. Ее расстояние $R = 3,25$ Мпс ($1''$ — на этом расстоянии соответствует 16 пс), $m_{pg} = 8^m80$; $(B - V) = +0^m53$ и $M_{pg} = -19^m0$.

Основой для исследования служили снимки галактики, полученные И. И. Проник и К. К. Чуваевым в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. академика Г. А. Шайна и любезно предоставленные автору. Масштаб изображения $1 \text{ мм} = 21''$. Снимки сделаны с узкополосными фильтрами (7 областей) и электронно-оптическим преобразователем. Эффективные длины волн соответствуют $\lambda_{эф}$ 3730, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å. Фильтры для $\lambda_{эф}$ 3730, 5090 и 6600 Å центрированы на эмиссионные линии. Для абсолютных измерений с теми же фильтрами и аппаратурой снималась звезда 76 Com ($V = 9^m1$; $(B - V) = +0^m547$, $U - B = +0^m028$, G0 V).

Фотографии NGC 2403 получены с экспозициями от 0,40 мин до 7 мин в 1967—1968 гг.: 1.XI 1967 г., 23.II, 27.IV, 27.III, 26.IV, 27.X и 23.XII 1968 г. Наилучшее качество было у снимков, полученных 1.XI 1967 г. Поэтому измерениям, сделанным по этим снимкам, при выводе среднего придавался двойной вес.

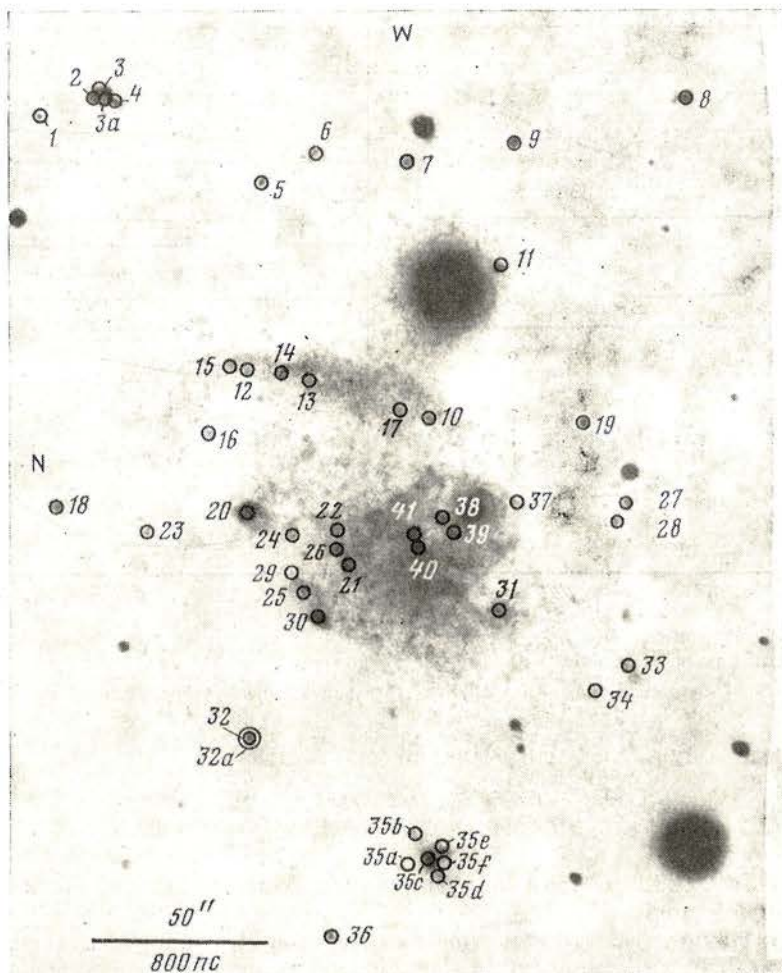


Рис. 1. Фотография NGC 2403 с номерами деталей (получена по снимку в фильтре 6600 \AA)

Весь материал (снимки галактики, шкалки и внефокальные изображения звезды) промерялись на микрофотометре МФ-2 с диафрагмой, площадь которой соответствует на негативе 4 кв. сек. дуги. При сравнении яркостей деталей галактики с внефокальными изображениями звезды учитывалась разность зенитных расстояний галактики и звезды при фотографировании. Использовался средний коэффициент прозрачности для КАО, полученный Е. Б. Костяковой [1]. Методика измерений и обработки была та же, что у И. И. Проник и К. К. Чуваева [2]. Для измерений были выбраны те детали, которые четко выделялись в фильтре $\lambda_{\text{эф}} 6600 \text{ \AA}$. Карта галактики с номерами измеренных деталей представлена на рис. 1. Величины кружков на карте не соответствуют размерам деталей. Большинство выбранных деталей совпадает с областями H_{α} , выделенными Вероном и Савайяром [3]. Эти авторы приводят таблицу положений областей H_{α} , оценку их яркости в трехбалльной шкале и размер в секундах дуги.

Мы измерили центральную часть галактики и 48 деталей, находящихся на расстоянии от 0,13 до 4,5 кпс от центра NGC 2403. Распределения энергии в спектрах всех измеренных образований в основном получены по снимкам четырех дней, а для части деталей — по всему материалу. Графики распределения энергии даны в относительных единицах. Средняя

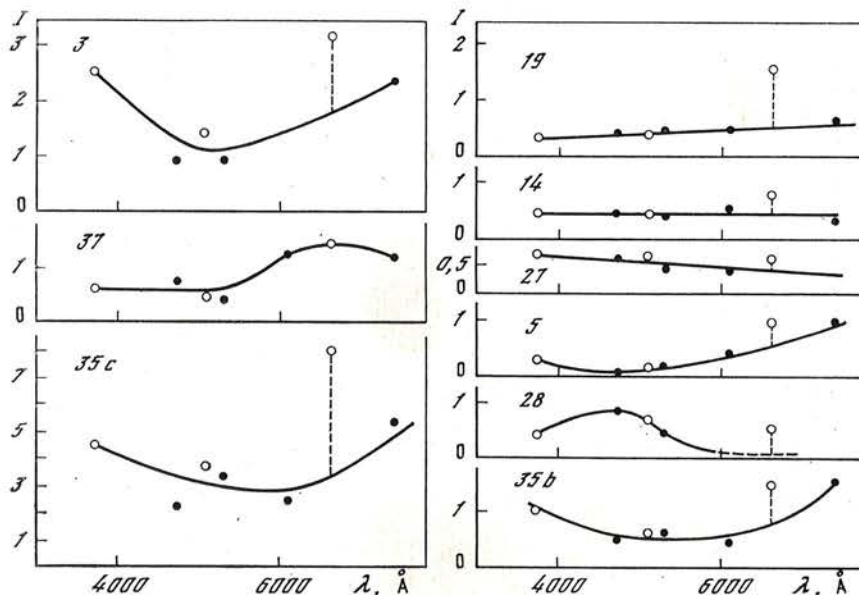


Рис. 2. Распределение энергии в спектре некоторых типичных деталей в относительных единицах (цифры обозначают номера деталей)

Светлые кружки — интенсивности в тех фильтрах, где возможно излучение водорода или кислорода

квадратичная ошибка ε следующая.

$\lambda_{эф}$, Å	3730	4680	5090	5280	6600
ε , %	24	29	22	30	22,5

Ошибки для λ 6090 и 7400 Å не оценивались, так как для них были снимки только одной ночи.

Следует отметить, что заметное излучение в H_{α} присутствует только у 31 детали. Для характеристики распределения энергии в спектре деталей были вычислены отношения I_{3730}/I_{4680} и I_{4680}/I_{6090} . По характеру распределения энергии все детали можно отнести к четырем группам:

- 1) распределение энергии не зависит от λ — прямая, параллельная оси абсцисс, 12 деталей;
- 2) распределение дает минимум в области около 5000 Å; 14 деталей;
- 3) максимум излучения находится в коротковолновой области спектра, 9 деталей;
- 4) максимум приходится на длинноволновую область спектра, 13 деталей.

Распределение энергии для деталей с наибольшим излучением в H_{α} , а также для деталей со спектрами 1, 2, 3 и 4-й групп приводятся на рис. 2. Большинство деталей повышают яркость в коротковолновую часть спектра. Полученную величину избыточного свечения в $\lambda_{эф}$ 3730 Å нельзя объяснить излучением [O II]. Дублет 3727 + 29 Å [O II] достаточно узкий, а соответствующий фильтр примерно в 4 раза шире, чем для H_{α} + [NII]. Если предположить, что отношение $I_{[OII]}/I_{H_{\alpha}}$ в излучении газовых облаков NGC 2403 такое же, как в диффузных туманностях Галактики, то по $I_{H_{\alpha}}$ можно оценить $I_{[OII]}$. Эти оценки показали, что эмиссия [O II] не внесет заметного вклада в излучение непрерывного спектра деталей в фильтре 3730 Å. По-видимому, галактика NGC 2403 богата большими группировками ранних звезд. На рис. 3 показано распределение деталей различных спектральных характеристик в галактике NGC 2403. Детали с усиленным свечением в синей области имеют тенденцию концентрироваться к спи-

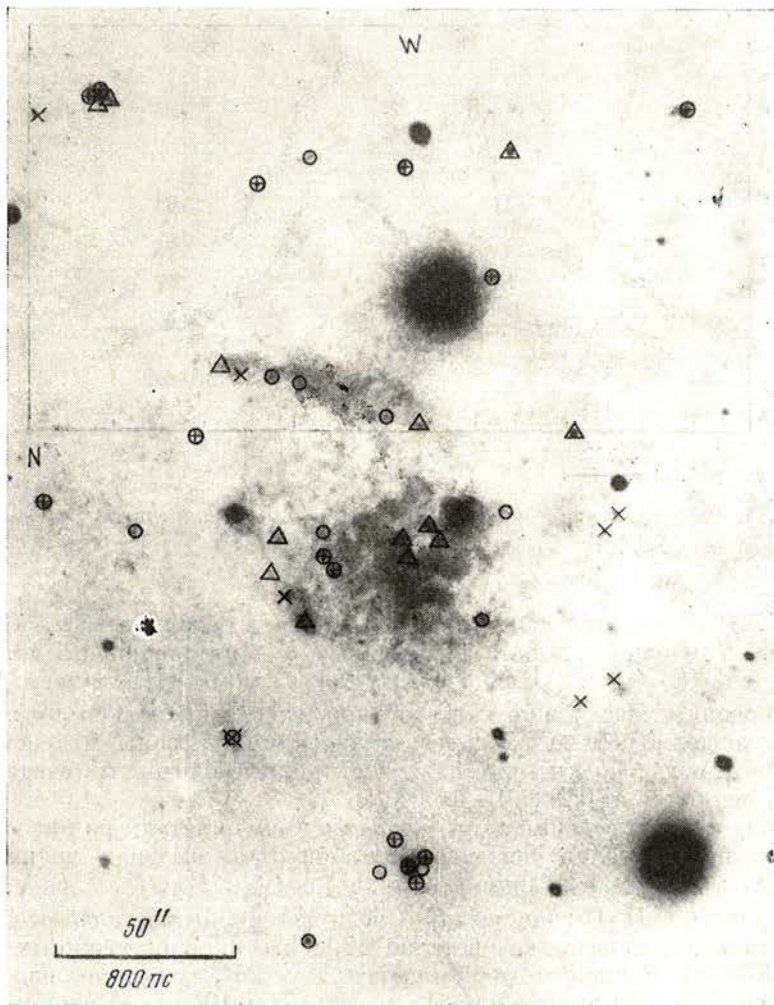


Рис. 3. Фотография галактики

Значки показывают особенности в распределении энергии в спектре деталей: кружок — распределение параллельно оси абсцисс, крестик в кружке — «корыто» (минимум в области 5000 \AA), крестик — повышение яркости в фиолетовую область спектра, треугольник — повышение яркости в красную область спектра

рали, расположенной к северо-западу от центра. Детали, находящиеся в центре (25, 30, 33, 36—39), имеют повышенную яркость в длинноволновой области спектра и не имеют избытка излучения в линии H_{α} . В области, окружающей центр галактики с восточной стороны, преобладают детали типов 2 и 4.

Яркость деталей, имеющих размер от 1 до 10 кв. сек дуги, меняется от детали к детали примерно в 4 раза, и только одна деталь имеет значительную большую яркость (35 d). Две наиболее крупные детали (20 и 35 c) показывают очень большую поверхностную яркость, в 3—4 раза превосходящую среднюю яркость малых деталей. Абсолютные величины (M_B) ярких группировок звезд находятся в пределах от $-9^m.5$ до $-13^m.5$.

Масса водорода в деталях вычислялась по формуле, полученной из формул (1,5), (1,8) и (2,19) книги С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера [4]. В результате простых преобразований этих формул получается

$$\frac{M}{M_{\odot}} = 80 l^{2.5} \Gamma^{0.5},$$

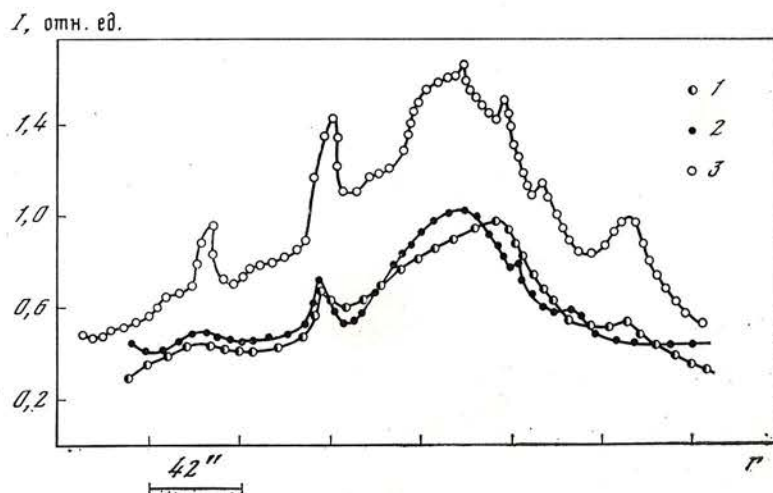


Рис. 4. Распределение яркости вдоль большой оси галактики
1 — в области 5280 Å, 2 — в области 4680 Å и 3 — в H_{α}

где \mathcal{M} и \mathcal{M}_{\odot} — соответственно масса водорода в детали и масса Солнца в граммах, l — размер детали в парсеках, I — интенсивность детали в линии H_{α} в эрг/с·см²·ср. Отношение $I_{H_{\alpha}}/I_{H_{\beta}}$ принято равным трем. Полученные значения масс можно считать лишь оценками, поскольку неизвестно, какую долю объема каждой детали занимают зоны интенсивного свечения водорода. Полученные нами электронные плотности, считая, что $N_p = N_e$, меняются от 0,2 до 0,7 на 1 см³.

Все полученные сведения даны в таблице: номер детали по рис. 1, расстояние от центра галактики r , размер, видимая звездная величина в $\lambda_{эф}$ 4680 Å, абсолютная величина M_{4680} , I_{3730}/I_{4680} , I_{4680}/I_{6090} , $I_{H_{\alpha}+[N II]}$ и масса водорода в H II-зоне детали. Среди измеренных деталей особо следует отметить комплекс из пяти деталей (35, a, b, c, d, e), окруженных слабой оболочкой (35 f). Размер этого комплекса $20 \times 24''$, суммарное излучение в H_{α} равно $2,5 \cdot 10^{-14}$ эрг/сек·см²·Å, масса $\sim 2,5 \cdot 10^5 \mathcal{M}_{\odot}$. Возможно, что этот комплекс является спутником галактики NGC 2403.

Для того чтобы получить распределение яркости в центральной части галактики, было сделано два фотометрических разреза: по большой и малой осям. Эти измерения были сделаны для трех областей спектра (4680, 5280 и 6600 Å). Результаты для большой оси приведены на рис. 4. Во всех трех областях спектра четко виден центральный максимум, ширина которого по большой оси близка к $100''$ (~ 1700 пс), по малой — к $90''$ (1450 пс). Для измеренной центральной области были вычислены показатели цвета ($B - V$) на разных расстояниях от центра NGC 2403. Результаты вычислений показали, что центральная область галактики размером $\sim 40''$ несколько краснее периферической.

Вся исследованная нами область занимает центральные части галактики NGC 2403 размером примерно 10 кв. мин дуги. Ж. С. Шостак [5] исследовал распределение нейтрального водорода в этой галактике. Он нашел, что поверхностная плотность H I равномерно распределена по центральному диску диаметром, близким к $10'$. На этом равномерно светящемся фоне имеются две конденсации на расстоянии примерно $4'$, совпадающие по положению с измеренными нами большими областями H II (детали 1, 2, 3 и 35). По оценке Шостака масса нейтрального водорода по всей галактике составляет примерно 10% от ее массы, что соответствует $(3,5 \pm 0,7) \times 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$. По нашим оценкам верхний предел массы ионизованного водорода, заключенного во всех наиболее ярких H II-областях,

Характеристики деталей галактики NGC 2403

№	r	Размер	m_{4680}	M_{4680}	I_{3730}/I_{4680}	I_{4680}/I_{6900}	$I_{H\alpha + [N II]}$ $\times 10^{18}$ эрг/см ² · ·λ(сек. дуги) ²	m/m_{\odot}
1	252"	1×1"	21,4	-6,5	1,21	—	—	—
2	207	2×2	17,9	-9,9	1,70	0,60	—	—
3	207	3×3	18,0	-9,8	1,80	0,80	40	1 500
3a	207	8×6	16,9	10,9	—	0,75	—	—
4	201	2×2	19,4	-8,4	1,60	0,40	—	—
5	151	1×1	22,3	-5,5	2,50	0,25	11	50
6	151	2×2	20,3	-7,5	1,00	1,00	13	300
7	145	2×2	19,9	-7,9	1,70	0,43	—	—
8	193	4×2,5	18,1	-9,7	2,20	0,70	30	1 400
9	158	2×2	19,0	-8,8	0,60	0,60	13	300
10	58	1,6×1,6	20,6	-7,2	0,80	0,80	9	100
11	112	3×3	18,7	-9,2	1,77	0,75	36	14 000
12	94	1,5×1,5	20,6	-7,1	1,33	1,33	14	100
13	79	6×4	17,8	-10,0	1,00	1,00	9	2 400
14	86	3×3	18,7	-9,1	1,00	1,00	10	70
15	100	1×1	21,8	-6,0	0,67	0,67	—	—
16	92	2×4	19,4	-8,4	1,50	0,58	—	—
17	58	3×4	19,0	-8,8	1,00	1,00	—	—
18	131	1×1	21,5	-6,3	2,12	0,60	10	50
19	79	3×3	19,0	-8,8	0,75	0,75	30	100
20	63	6×6	14,5	-13,3	—	0,97	109	13 200
21	24	2×2	19,8	-8,0	1,88	0,68	—	—
22	38	1,6×1,6	21,7	-6,1	1,00	1,00	9	100
23	98	1×1	22,0	-5,8	1,00	—	11	50
24	46	2×4"	19,4	-8,4	0,50	0,50	7	600
25	42	1×1	20,8	-7,0	1,00	2,00	16	60
26	26	2×2	19,4	-8,4	1,30	0,74	—	—
27	79	2×2	19,2	-8,6	1,15	1,15	—	—
28	74	1×1	20,3	-7,5	0,50	—	10	50
29	47	1,7×1,7	20,5	-7,3	1,40	0,45	14	200
30	40	5×4	16,2	-11,6	1,11	0,70	—	—
31	37	5×3	17,7	-10,1	1,00	1,00	—	—
32	87	4×9	16,6	-11,2	1,00	1,00	40	8 000
32a	87	2×2	20,3	-7,5	1,82	—	36	500
33	94	2×3	18,6	-9,2	1,33	1,20	5	300
34	82	1×1	22,0	-5,8	2,00	—	16	60
35a	112	2,4×2,4	19,0	-8,8	1,00	1,00	8	400
35b	103	1×1	21,0	-6,8	1,66	1,20	21	70
35c	110	6×6	15,6	-12,2	1,32	1,30	140	15 000
35d	117	1×1	20,6	-7,2	1,80	3,00	73	70
35e	107	2×2	18,2	-9,6	2,00	1,30	30	4 600
35f	107	20×24	14,2	-13,6	1,00	1,00	52	240 000
36	139	1,6×1,6	20,0	-7,8	1,00	1,00	23	200
37	39	2×2	20,2	-7,6	1,00	1,00	30	500
38	21	3,3×3	18,5	-9,3	1,20	0,50	—	—
39	21	2×2	19,6	-8,2	—	0,80	—	—
40	8	2×2	19,1	-8,7	1,00	0,50	—	—
41	15	4×8	17,3	-10,5	0,86	0,86	—	—

равен примерно $3 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Таким образом, в ярких H II-областях содержится менее 0,01% массы нейтрального водорода галактики NGC 2403.

Автор благодарен сотрудникам КАО И. И. Проник и К. К. Чуваеву за предоставленные снимки и ценные консультации при проведении работы, а также студентке МГУ И. К. Розгачевой, которая провела измерения в обработку фотографий для получения распределения яркости в центральной части галактики NGC 2403.

Январь 1977 г.

Литература

1. Костякова Е. Б. — Сообщ. ГАИШ, 1970, № 166, 62.
2. Проник И. И., Чуваев К. К. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 219.
3. Veron P., Sandaure A. — Ann. astrophys., 1965, 28, 698.
4. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Межзвездная среда. М., 1963.
5. Shostak G. S. — Astron. and Astrophys., 1973, 24, 411.

ГОРЯЧИЕ ПЯТНА
В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИК.
II. NGC 4314, NGC 4321

Л. С. Назарова

Проведена детальная многоцветная фотометрия центральных областей галактик NGC 4314 и NGC 4321, которые относятся к группе галактик с горячими пятнами. Получены карты распределения интенсивностей в семи фильтрах для NGC 4314 и в шести для NGC 4321. Фильтры перекрывают область непрерывного спектра от 3730 до 7400 Å. Щель микрофотометра вырезала на галактиках площадку $1 \times 2''$. Показано, что распределение энергии в непрерывных спектрах горячих пятен обеих галактик имеет заметный ультрафиолетовый избыток, тогда как распределение энергии в непрерывных спектрах центрального красного сгущения и периферии центральных областей галактик соответствует распределению энергии в непрерывном спектре звезд спектрального класса G5. Вычислена светимость в линии H_{β} центральной области галактики NGC 4314, которая равна $L_{H_{\beta}} = 2,7 \cdot 10^{38}$ эрг/с; светимость в линии H_{β} центральной области NGC 4321 равна $L_{H_{\beta}} = 1 \cdot 10^{39}$ эрг/с. По результатам спектрофотометрических измерений определены электронная плотность и электронная температура газа в центральной области NGC 4321 ($N_e = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 8 \times 10^3 \text{ K}$). Массы ионизованного водорода в центральных областях NGC 4314 и NGC 4321 соответственно равны 10^6 и $6 \times 10^6 M_{\odot}$.

THE HOT SPOTS IN THE CENTRAL REGIONS IN THE GALAXIES. II. NGC 4314, NGC 4321, by L. S. Nazarova. — The galaxies NGC 4314 and NGC 4321 belong to the small class of hot-spots nucleus galaxies. The charts of the intensity distribution in seven colours for NGC 4314 and in six colours for NGC 4321 have been made on the results of the detail photometry. There were received the spectra of the hot spots in the central region and in the circumference region. The hot spots have ultraviolet excess while the distributions of energy in continuous spectra of the central region correspond to the distribution of energy in the continuous spectrum of the star of the spectrum class G5. The H_{β} luminosity $L(H_{\beta}) = 2.7 \times 10^{38}$ erg/s for the central region NGC 4314 and the H_{β} luminosity $L(H_{\beta}) = 1 \times 10^{39}$ erg/s for the central region NGC 4321 have been computed. The electron density N_e and electron temperature T_e for central region NGC 4321 have been determined by the results of spectrophotometric measurement: $N_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 8 \times 10^3 \text{ K}$. The masses of the ionization gas have been obtained: for NGC 4314 $M_{gas} = 10^6 M_{\odot}$, for NGC 4321 $M_{gas} = 6 \times 10^6 M_{\odot}$.

Галактики, обладающие структурными ядрами, начинают привлекать все большее внимание исследователей. К настоящему времени известно около 40 объектов, относящихся к этому типу галактик [1—4]. Первый список галактик [1] был составлен Серсиком и Пасториза при пересмотре коллекции пластинок Хаббла на Йельской обсерватории и пластинок, полученных на обсерватории Кордоба. Ядерные области галактик они разделили на два типа в соответствии с наблюдаемыми особенностями. Это галактики со структурными ядерными областями или с горячими пятнами

(HSG) и галактики с аморфными ядерными областями (ANG). Галактики со структурными ядерными областями в основном являются пересеченными спиралями и составляют приблизительно 30% среди галактик SB и SAB. Детали структуры центральных областей галактик образуют кольца, цепочки или спирали из сгущений. Средний диаметр кольца или спирали составляет 10—20". В их центрах часто наблюдается сгущение диаметром 3". Наиболее яркими примерами расположения сгущений в виде кольца или спирали могут служить центральные области галактик NGC 1097, NGC 3310, NGC 3351, NGC 4258 и NGC 4321. Расположение сгущений в виде цепочки наблюдается в центральных областях галактик NGC 1808 и NGC 2903.

Впервые термин «горячие пятна» к сгущениям, наблюдаемым в центральных областях галактик, был применен Морганом [5]. Он считает, что эти сгущения аналогичны сгущениям звезд и газа, которые наблюдаются в спиральных рукавах галактик и являются областями H II. Правильность применения термина «горячие» к сгущениям центральных областей галактик далеко не очевидна. Общепринято нормальной структурой галактик считать такую, в которой сгущения голубых звезд и газа наблюдаются в спиральных рукавах, а центральная область бесструктурна и имеет красный цвет. Возможность существования плоской подсистемы внутри аморфного ядра имеет важное космогоническое значение. В связи с этим необходимо подтвердить, что сгущения действительно можно называть горячими и подобными H II-областям в ветвях галактик.

В результате фотометрических исследований некоторых представителей класса HSG было обнаружено, что центральная область этих галактик имеет заметный ультрафиолетовый избыток [6—9]. Эти наблюдения в основном выполнялись в трех цветах *UBV* с различными диафрагмами. Однако даже наименьшая диафрагма, с которой фотометрировались галактики, охватывала большую часть сгущений вместе с областями, расположенными между ними. Поэтому необходимы однородные фотометрические измерения с хорошим разрешением и в широком диапазоне длин волн.

В настоящей работе приводятся результаты детальной многоцветной фотометрии двух представителей класса HSG: NGC 4314 и NGC 4321. Обе галактики относятся соответственно к морфологическим классам Sb(rs)a и SAB(s)bc. Лучевая скорость NGC 4314, исправленная за движение Солнца, равна 879 км/с, а NGC 4321 1552 км/с. В этой работе постоянная Хаббла принята равной 100 км/с на Мпс.

Наблюдательный материал был получен на 2,6-метровом телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории. Фотографии и спектры галактик получены в течение ряда лет с 1967 по 1972 г. И. И. Проник, К. К. Чуваевым и В. И. Проником и были ими любезно предоставлены для выполнения данных исследований. Приемной аппаратурой являлся многокаскадный электронно-оптический преобразователь с мультищелочным фотокатодом. Описание системы дано в [10]. Фотографирование с экрана ЭОПа в масштабе 1 : 1 осуществлялось на пленке А-600, выпускаемой Казанским НИИКФИ.

НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ ОБРАБОТКА

Снимки галактик были получены в безлунные ночи с разрешением не хуже 3". Стандартные звезды фотографировались несколько раз в течение ночи. Галактики снимались в нескольких фильтрах, перекрывающих видимую область непрерывного спектра. Устройство, позволявшее производить наблюдения в разных фильтрах, было расположено перед ЭОПом. Масштаб изображения на экране ЭОПа равен 21" в 1 мм. Эффективные длины волн фильтров равны: $\lambda_{эф}$ 3730, 4580, 5080, 5280, 6090, 6600 и 7400 А

с полуширинами, соответственно равными 200, 400, 100, 600, 200, 100 и 1000 Å. Кривые пропускания фильтров приведены в работе [10]. В узкие интерференционные фильтры $\lambda_{эф}$ 3730, 5080 и 6600 Å большой вклад могут вносить эмиссионные линии [O I] 3727 Å, [I] H β , [O III] 4959 Å, [O III] 5007 Å, [N III] 6548 + 6583 Å и H α .

Для калибровки снимков до и после наблюдений на эту же пленку снималась шкалка плотностей, полученная с помощью ступенчатого ослабителя. Фотографии галактик в ночь наблюдения получены при разных экспозициях в каждом фильтре. Стандартизация негативов осуществлялась путем привязки к внефокальным изображениям звезд.

Ошибки при фотометрии снимков протяженных объектов, полученных с применением ЭОПа, возрастают. Дополнительным источником ошибок является фотокатод ЭОПа, который обладает селективной неоднородностью. В связи с этим возникают трудности при обработке снимков галактик, которые заключаются в учете селективной неоднородности фотокатода ЭОПа для разных дат наблюдений и необходимости одинаковой пространственной ориентации снимков при фотометрировании. Рассмотрим первую из перечисленных трудностей. При фотографировании пред-рассветного неба в разных фильтрах в 1969 г. была обнаружена неоднородность чувствительности фотокатода ЭОПа, разная во всех фильтрах. Так как галактика при фотографировании устанавливается не всегда в одном и том же месте фотокатода, фотометрические разрезы галактики будут искажены неодинаково. Этого можно избежать, если иметь реперы на фотокатоде, которые фотографируются одновременно с галактиками. Такими реперами в нашем случае служили царапины на краю фотокатода, хорошо видимые при больших экспозициях. Фотометрические измерения галактик в каждом фильтре приводились к центру фотокатода. Неучет эффекта неоднородности фотокатода мог привести к ошибкам, достигающим 50% и более при малом количестве ночей наблюдений и крайних положениях галактики на фотокатоде ЭОПа.

Рассмотрим вторую из перечисленных выше трудностей, возникающих при обработке снимков галактик. Эта трудность обусловлена наличием дисторсии поля ЭОПа, поэтому опорные звезды желательно выбирать как можно ближе к галактике, что не всегда удается. Если для некоторых галактик с горячими пятнами не было опорных звезд, близко расположенных к галактике, то в качестве опорных звезд выбирались звезды, расположенные на краю фотокатода ЭОПа. При этом в синих лучах непрерывного спектра (фильтры $\lambda_{эф}$ 3600, 3730, 4580 Å) ориентация снимков, полученных в разные даты наблюдений, производилась по структурным особенностям центральных областей галактик, которые наиболее отчетливо выделяются в синих лучах непрерывного спектра. Кроме того, определялись поправки, вносимые дисторсией в относительное расположение опорных звезд поля для снимков, полученных в разные даты наблюдений. И при фотометрировании снимков галактик, полученных в желтых и красных областях непрерывного спектра, где структурных деталей в центральных областях галактик не видно, опорными звездами служили только звезды фона с известными поправками за дисторсию.

В результате обработки фотографий галактик, полученных с помощью ЭОПа, с учетом перечисленных выше эффектов мы получили, что среднеквадратичная ошибка определения средней интенсивности для всех галактик и во всех фильтрах близка к 10—15%. Конечно, ошибки в центральных областях галактик несколько меньше и увеличиваются к краю галактики. Кроме того, они незначительно колеблются при наблюдениях в разных фильтрах без заметной системы, но в среднем близки к 10—15% для всех фильтров.

Измерения производились на микрофотометре МФ-2, оснащенном фотомножителем, что позволило расширить диапазон измеряемых плотностей.

В обеих галактиках фотометрировалась центральная область размером $22 \times 23''$ с диафрагмой, вырезающей на галактике площадку $2 \times 1''$. Это позволило количественно передать наблюдаемую сложную структуру.

Спектры пятен в центральной области NGC 4321 получены в фокусе Несмита 2,6-метрового телескопа с применением ЭОПа. Всего получено три спектра: два с дисперсией $100 \text{ \AA}/\text{мм}$ в областях длин волн от 4000 до 5800 \AA и от 5800 до 7000 \AA ; один с дисперсией $330 \text{ \AA}/\text{мм}$ в диапазоне длин волн 4000—7000 \AA . Щель микрофотометра соответствовала на пленках 3 \AA .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

1. Детальная фотометрия

Фотометрировались снимки галактик, полученные в шести фильтрах для NGC 4321 и в семи фильтрах для NGC 4314. Результаты фотометрии представлены в виде таблиц. По осям таблиц отложены расстояния от предполагаемого центра галактики в секундах дуги. Цифры в таблицах соответствуют потоку в единицах $10^{-18} \text{ эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ \AA}$ с квадратной секунды дуги. На таблицах построены изофоты центральных областей галактик.

На рис. 1—4 представлены таблицы распределения интенсивностей в центральной области NGC 4314. Изофоты в самом голубом фильтре, в котором наблюдалась NGC 4314, показывают четыре сгущения. Одно сгущение расположено в геометрическом центре галактики, три другие расположены в разных направлениях на расстоянии 5—6'' от центра. Интенсивность центрального сгущения с продвижением в красную область спектра растет и достигает максимальной интенсивности в фильтрах $\lambda_{\text{эф}}$ 6600 и 7400 \AA . Интенсивность остальных сгущений с продвижением в красную область спектра ослабевает. На рис. 3 видно, что в центральной области галактики NGC 4314 в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6600 \AA снова появляются структурные детали. Однако градиент интенсивности сгущений и окружающих их областей слишком мал и находится внутри ошибок фотометрии.

По результатам детальной фотометрии галактики и звезды вычислено распределение энергии в непрерывном спектре разных частей центральной области галактики NGC 4314 (рис. 5). Распределения энергии даны в относительных единицах (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6090 \AA). Все сгущения NGC 4314, кроме ядра, обладают наиболее голубым континуумом, а ядро имеет самый «красный» непрерывный спектр. Континуум периферии центральной области NGC 4314 занимает промежуточное положение.

На рис. 6—8 представлены таблицы распределения интенсивности в центральной области NGC 4321. Изофоты синего фильтра $\lambda_{\text{эф}}$ 3730 \AA выделяют наиболее отчетливо четыре сгущения, причем центры ни одного из них не совпадают с ядром галактики NGC 4321 и расположены в разных направлениях на расстоянии 5—6'' от него. Ядро галактики увеличивает свою интенсивность с продвижением в красную область спектра. Следует отметить, что в центральной области NGC 4321 наблюдается большой градиент падения интенсивности с внешней стороны сгущений.

На рис. 9 представлены относительные распределения энергии в непрерывных спектрах сгущений, ядра и периферии центральной области NGC 4321 (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6090 \AA). Относительное распределение энергии во всех сгущениях в пределах ошибок одинаково. Самым красным цветом обладает ядро галактики. Распределение энергии в спектрах ядер NGC 4321 и NGC 4314 соответствует распределению энергии в непрерывном спектре звезд спектрального класса G5 V.

После рассмотрения результатов детальной фотометрии возникает вопрос: чем же вызвана сложная структура центральной области этой галактики? Являются ли голубые сгущения отдельными образованиями,

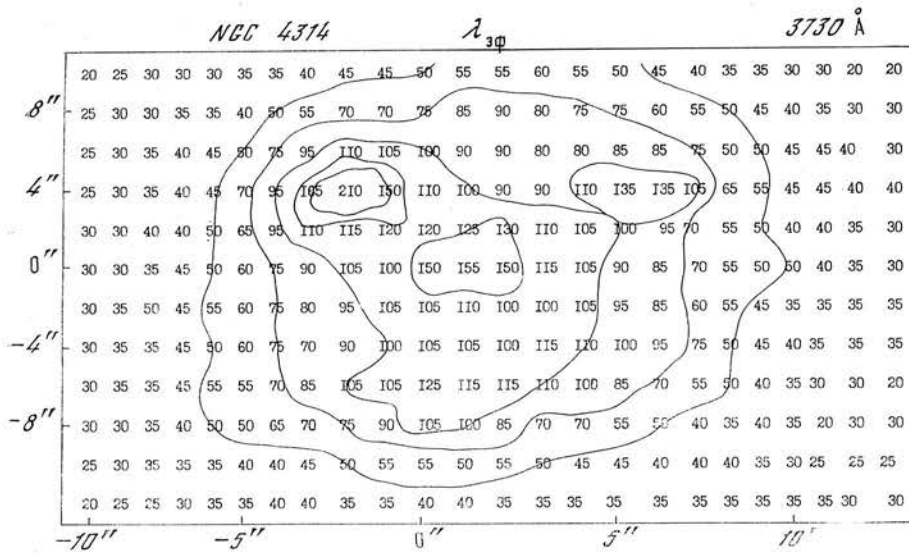


Рис. 1. Центральная область NGC 4314 в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 3730 Å

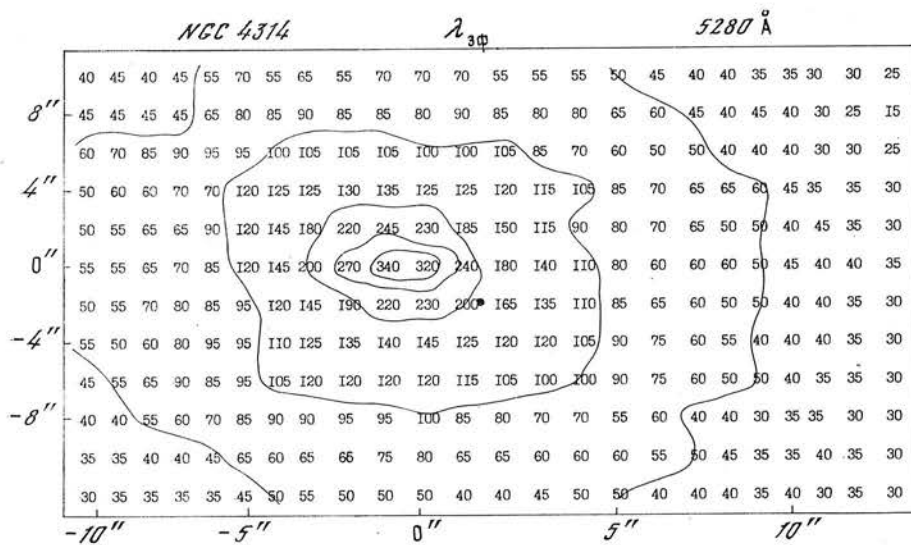


Рис. 2. Центральная область NGC 4314 в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 5280 Å

или наблюдаемая сложная структура центральной области галактики обусловлена хаотическим наложением пылевых облаков?

Рассмотрим второе из этих предположений. Если считать, что пыль поглощает излучение областей, расположенных в середине между сгущениями, то представляются вероятными два случая: а) области, близкие к ядру галактики, имеют распределение энергии в непрерывном спектре, подобное распределению энергии в непрерывных спектрах сгущений, и имеют также поверхностную яркость, близкую к поверхностной яркости сгущений; б) области, близкие к ядру, имеют распределение энергии в непрерывном спектре сгущений и поверхностную яркость большие, чем поверхностная яркость сгущений.

В первом случае можно было бы ожидать, что покрасневшие области должны обладать более низкой поверхностной яркостью. Однако поверхностная яркость областей, близких к ядру, увеличивается с переходом

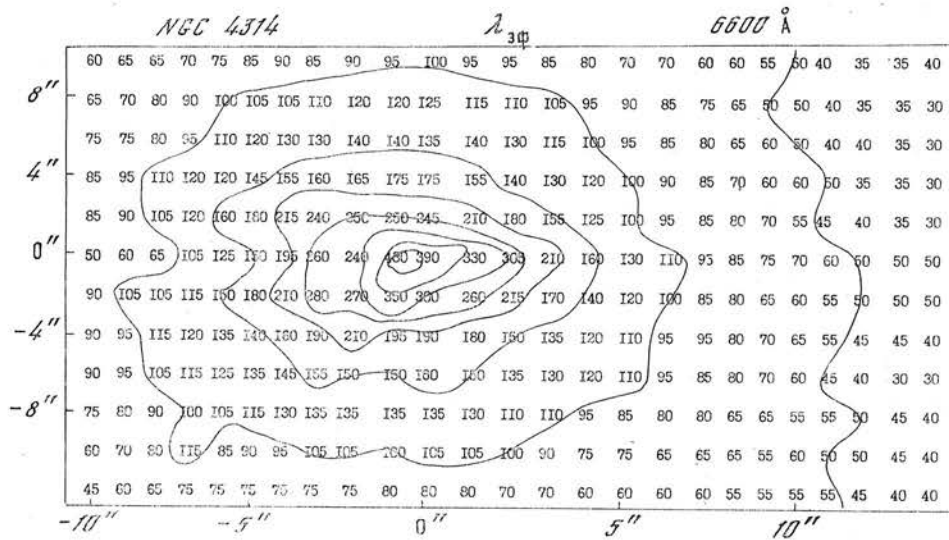


Рис. 3. Центральная область NGC 4314 в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6600 Å

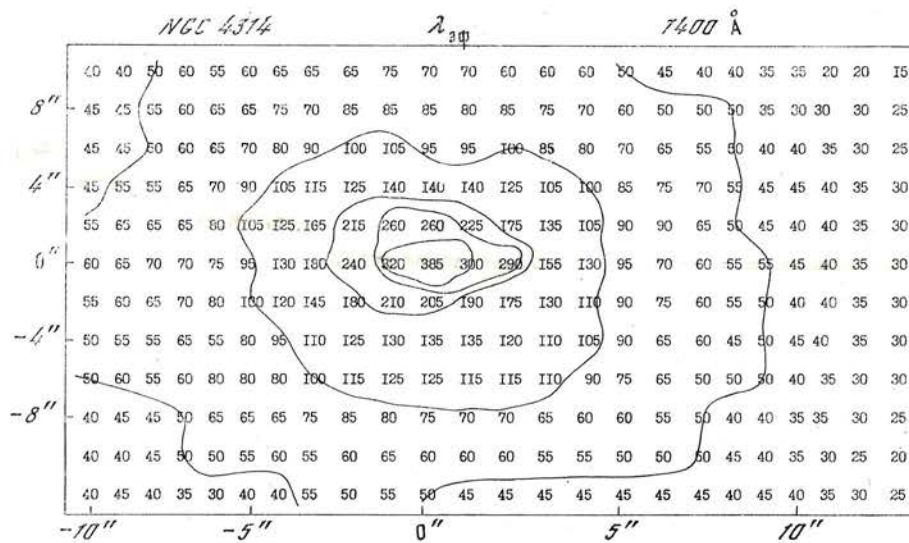


Рис. 4. Центральная область NGC 4314 в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 7400 Å

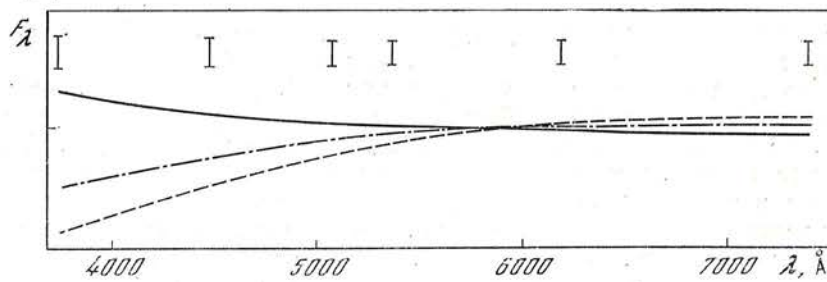


Рис. 5. Относительное распределение энергии в спектре галактики NGC 4314 (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6090 Å)

Сплошной линией нанесен средний непрерывный спектр горячих пятен, штриховой — непрерывный спектр ядра, штрихпунктирной — непрерывный спектр областей, окружающих пятна

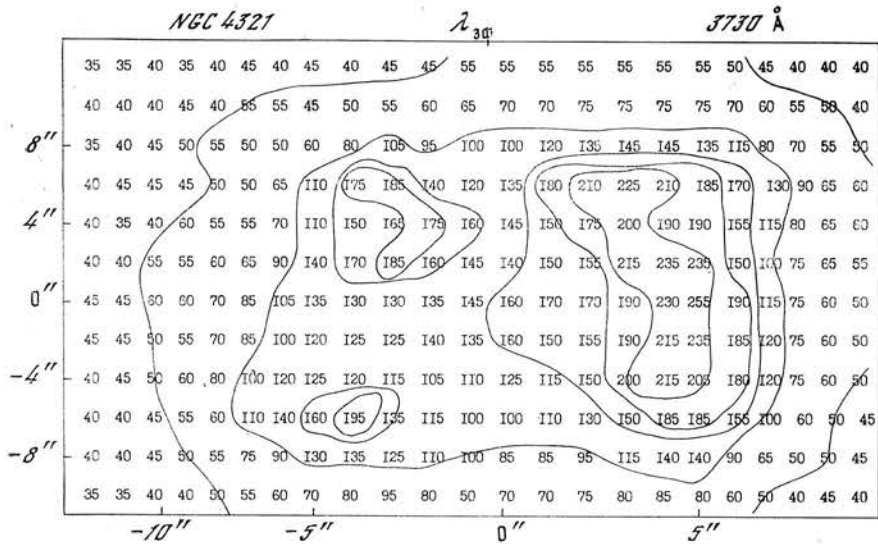


Рис. 6. Центральная область NGC 4321 в фильтре $\lambda_{эф}$ 3730 Å

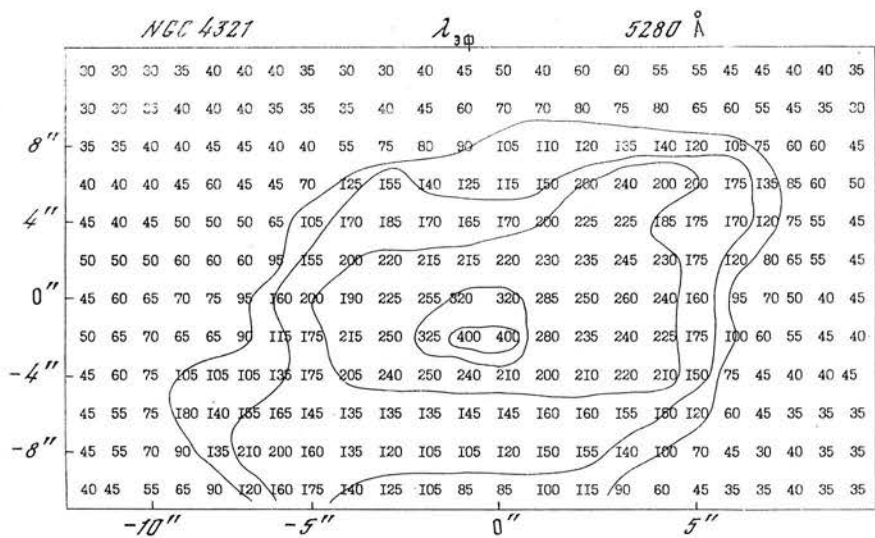


Рис. 7. Центральная область NGC 4321 в фильтре $\lambda_{эф}$ 5280 Å

в красную область спектра. Опровержением второго случая является тот факт, что наблюдаемая структура в фильтре $\lambda_{эф}$ 6600 Å, в который попадает эмиссионный комплекс $H_{\alpha} + [N II] 6548 + 6583$ Å, не повторяется в соседних красных фильтрах $\lambda_{эф}$ 6090 и 7400 Å. Кроме того, в спектрах центральных областей HSG обнаруживается присутствие линий поглощения, характерных для звезд G [4, 11]. В связи с этим можно сделать предположение, что наблюдаемые структурные особенности центральных областей, вызваны реальным различием звездного состава областей ядра и сгущений. Поэтому можно представить такую модель: несколько голубых сгущений расположены внутри центральной области галактики, которая характеризуется более поздним непрерывным спектром.

Назовем «истинным» непрерывным спектром сгущений непрерывный спектр, полученный вычитанием из непрерывного спектра сгущений более позднего континуума окружающих их областей. Полученные таким

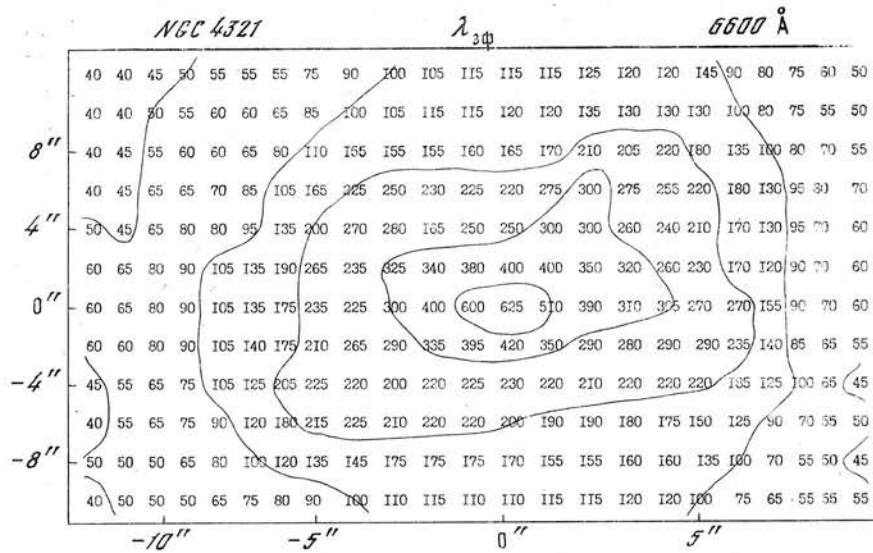


Рис. 8. Центральная область NGC 4321 в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6600 Å

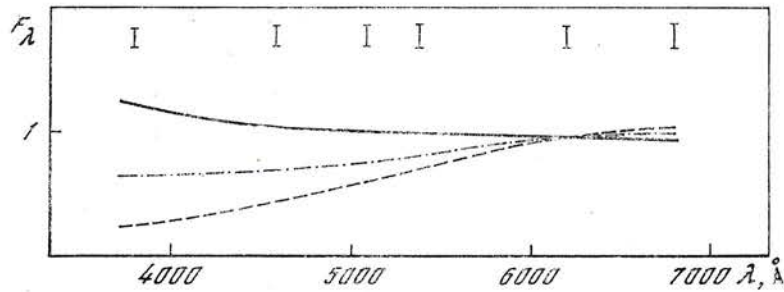


Рис. 9. Относительное распределение энергии в непрерывном спектре галактики NGC 4321 (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6090 Å)

Сплошной линией нанесен непрерывный спектр горячих пятен, штриховой — непрерывный спектр ядра, штрихпунктирной — непрерывный спектр областей, окружающих горячие пятна

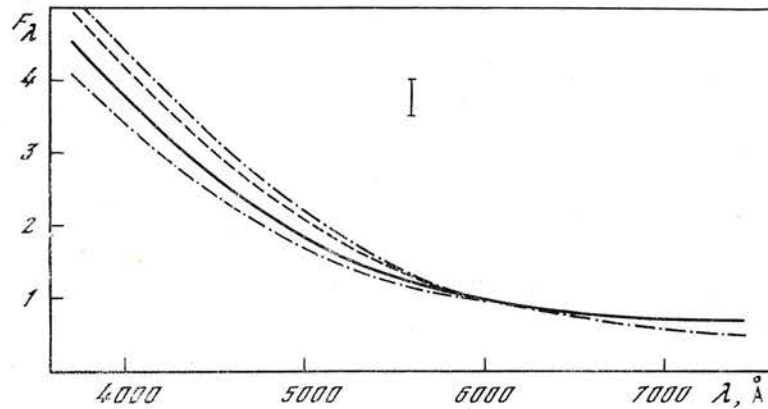


Рис. 10. Истинные непрерывные спектры пятен NGC 4314 и NGC 4321 (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{\text{эф}}$ 6090 Å)

Сплошной линией нанесен истинный непрерывный спектр NGC 4314, штриховой — истинный непрерывный спектр NGC 4321, штрихпунктирными — непрерывные спектры звезд: верхняя — B0 V; нижняя — B2 V

образом средние истинные непрерывные спектры сгущений представлены на рис. 10. Истинные непрерывные спектры сгущений показаны в относительных единицах (за единицу принят поток в фильтре $\lambda_{эф}$ 6090 Å). Штрихпунктирной линией нанесены континуумы звезд В0 V и В2 V по [12]. Как видно из этого рисунка, истинные непрерывные спектры сгущений совпадают с непрерывными спектрами ранних звезд В0 V — В2 V. Если голубой избыток сгущений обусловлен присутствием ранних звезд, то структурные особенности, наблюдаемые в фильтре $\lambda_{эф}$ 6600 Å, можно объяснить ионизацией газа в сгущениях этими звездами.

2. Линии в спектре

Спектры горячих пятен NGC 4321 получены в диапазоне длин волн от 4000 до 7000 Å. Отождествлены и измерены следующие эмиссионные линии: H_{β} , [N II] 6548 Å, H_{α} , [N II] 6583 Å, [S II] 6717 Å и [S II] 6731 Å. Эквивалентные ширины этих линий приведены в табл. 1.

Таблица 1

Ион	λ , Å	W , Å	Ион	λ , Å	W , Å	Ион	λ , Å	W , Å
H_{β}	4861	3 ± 1	H_{α}	6563	13 ± 2	[S II]	6717	$2 \pm 0,5$
[N II]	6548	$2 \pm 0,5$	[N II]	6583	$4,5 \pm 1$	[S II]	6731	$2 \pm 0,5$

К сожалению, спектры с дисперсией 100 Å/мм оказались недодержанными, что не позволило сделать более подробных отождествлений. Линия [O III] 5007 Å на наших спектрах не обнаружена, возможно, она гораздо слабее, чем линия H_{β} . Отношение $I_{H_{\alpha}}/I_{[N II] 6583} \approx 3$, что характерно для H II-областей в спиральных рукавах галактики.

В связи с тем что спектры NGC 4314 получены не удалось, поток в линии H_{β} в этой галактике был оценен следующим образом. Учитывая, что континуум горячих пятен в NGC 4314 является плоским в диапазонах длин волн 6090 и 7400 Å, можно принять, что поток в фильтре $\lambda_{эф}$ 6090 Å соответствует потоку в непрерывном спектре под эмиссионными линиями $H_{\alpha} + [N II] 6548 + 6583$ Å. Эти линии вносят вклад в фильтр $\lambda_{эф}$ 6600 Å. Тогда поток в эмиссионных линиях $H_{\alpha} + [N II]$ в центральной области NGC 4314 равен $1,65 \cdot 10^{-13}$ эрг/см²·с. Однако известно, что $I(H_{\alpha})/I([N II] 6583) \approx 3$ для центральных областей HSG [13], а $I([N II] 6583)/I([N II] 6548) \approx 2,9$ по [14]. Отсюда получаем, что поток в линии $H_{\alpha} = 9,3 \cdot 10^{-14}$ эрг/см²·с. Принимая, что бальмеровский декремент является нормальным $I(H_{\alpha})/I(H_{\beta}) \approx 3$, получаем поток в линии H_{β} от всей центральной области галактики NGC 4314 равным $3,1 \cdot 10^{-14}$ эрг/см²·с. Однако следует заметить, что бальмеровский декремент одной из галактик с горячими пятнами равен приблизительно 7 и поэтому поток линии H_{β} , оцененный выше, является верхним пределом.

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ГАЛАКТИК

Зная поток в линии H_{β} , можно определить среднюю электронную плотность газа, считая газ равномерно распределенным внутри излучающих областей. Обозначим через R расстояние до галактики, через $F(H_{\beta})$ — поток в линии H_{β} , через V — объем излучающей области радиуса S_0 , а через $I(H_{\beta})$ — интенсивность в линии H_{β} , тогда

$$I(H_{\beta}) = \frac{F(H_{\beta}) \cdot 4\pi R^2 S_0}{12,5 V} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}} \right]. \quad (1)$$

С другой стороны, интенсивность в линии H_β выражается через [объемный коэффициент излучения $\varepsilon(H_\beta)$]:

$$\varepsilon(H_\beta) = 0,97 \cdot 10^{-26} N_e^2 \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}} \right] \quad (2)$$

и равна

$$I(H_\beta) = \int \varepsilon(H_\beta) dr = 3 \cdot 10^{-8} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}} \right],$$

где

$$ME = \int_0^{2S_0} \bar{N}_e^2 dr = \bar{N}_e^2 2S_0. \quad (3)$$

Подставляя уравнение (3) в уравнения (2) и (1), получаем уравнение для определения средней плотности излучающего газа:

$$\bar{N}_e = \sqrt{\frac{L(H_\beta) \cdot 10^{-10}}{12,5 V}},$$

где $L(H_\beta)$ является светимостью в линии H_β и равна $4\pi R^2 F(H_\beta)$. Тогда масса ионизованного газа равна

$$M_{\text{газ}} = \bar{N}_e m_H V,$$

где m_H — масса атома водорода. Для определения массы всей центральной области можно воспользоваться известным соотношением $M/L = f$, предполагая, что f постоянно для всех частей галактики. Тогда по известной светимости центральной области галактики можно определить ее массу:

$$\frac{M_{\text{ц. о. г}}}{(L_{\text{ц. о. г}})_{\lambda 5280}} = \frac{M_\odot}{(L_\odot)_{\lambda 5280}}.$$

Светимости галактик в длине $\lambda_{\text{эф}} 5280 \text{ \AA}$ получены по данным детальной фотометрии путем интегрирования изофот в фильтре $\lambda_{\text{эф}} 5280 \text{ \AA}$. Соотношения f для NGC 4321 взяты из [15], а для NGC 4314 среднее отношение $f = 10$ для данного морфологического класса принято по [16].

В табл. 2 приведен ряд фотометрических характеристик центральных областей галактик NGC 4314 и NGC 4321.

Таблица 2

Фотометрические характеристики	NGC 4314	NGC 4321
Площадь свечения в водородных линиях, кв. сек дуги	50	70
Светимость в H_β от всей центральной области галактики, эрг/с	$2,7 \cdot 10^{38}$	$1,02 \cdot 10^{39}$
Мера эмиссии	1070	935
Средняя электронная плотность, см^{-3}	1,73	1,13
Масса ионизованного водорода, M_\odot	10^6	$6 \cdot 10^6$
Масса всей центральной области галактики в площадке $22 \times 23''$, M_\odot	$3 \cdot 10^9$	$7,6 \cdot 10^9$

Для определения электронной плотности можно сравнить между собой линии небулярного дублета [S II] 6717 \AA и [S II] 6731 \AA [17], которые достаточно интенсивны в NGC 4321. Электронная плотность, полученная этим методом, равна $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$. По отношению интенсивностей линий $I([\text{N II}] 6548 + 6583 \text{ \AA})/I_{H_\beta}$ методом Ситона по номограммам, расчи-

таным в [18], определена электронная температура $T_e = 8 \cdot 10^3$ К. Обилие серы и азота при определении электронной плотности и электронной температуры принималось нормальным. Из сравнения фотометрических и спектральных характеристик горячих пятен NGC 4321 видно, что электронные плотности, определенные двумя разными методами, сильно отличаются. Это различие говорит о том, что распределение ионизованного газа в горячих пятнах NGC 4321 неоднородно. Сквозность среды $\delta = \bar{N}_e / N_e$ для горячих пятен NGC 4321 равна приблизительно 10^{-4} . Тогда эффективный радиус излучающей области определяется соотношением

$$R_{эф} = R \sqrt[3]{\delta}$$

и для NGC 4321 близок к 17 пс.

Автор выражает благодарность И. И. Проник, К. К. Чуваеву, В. И. Пронику за предоставление уникального наблюдательного материала, а также признателен им и Б. А. Воронцову-Вельяминову за ряд критических замечаний и поддержку в процессе выполнения работы.

Май 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Sersic J. L., Pastoriza M. G.*— Pubs Astron. Soc. Pacif., 1965, 77, 287.
2. *Воронцов-Вельяминов Б. А.*— В кн.: Нестационарные явления в галактиках, Изд-во АН АрмССР, 1968, с. 106.
3. *Sersic J. L.*— Pubs Astron. Soc. Pacif., 1973, 83, 103.
4. *Pastoriza M. G.*— Astrophys. and Space Sci. Ser., 1975, 33, 173.
5. *Morgan W. W.*— Pubs Astron. Soc. Pacif., 1958, 70, 364.
6. *Tifft W. W.*— Astron. J., 1963, 66, N 3, 390.
7. *Tifft W. W.*— Astron. J., 1969, 74, N 3, 354.
8. *Alloin D.*— С. г. Acad. sci., 1971, 272, Sér., В-909.
9. *Воронцов-Вельяминов Б. А., Зайцева Г. А., Лютый В. М.*— Астрон. ж., 1972, 49, вып. 1.
10. *Проник И. И., Чуваев К. К.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 219.
11. *Назарова Л. С.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 71.
12. *Код А. Д.*— В кн.: Звездные атмосферы. М., ИЛ., 1963, с. 67.
13. *Burbidge E. M., Burbidge G.*— Astrophys. J., 1965, 142, N 2, 634.
14. *Каплан С. А., Пикельнер С. Б.* Межзвездная среда. М., «Наука», 1963.
15. *Mecutcheon W. H., Davies R. D.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1970, 150, 337.
16. *Wood D. B.*— Astrophys. J., 1966, 145, 36.
17. *Saraph H. E., Seaton M. J.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1970, 148, 367.
18. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Годовников Н. В., Проник В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 147.

**СИСТЕМА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НАПРЯЖЕНИЯ
ДЛЯ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ
ОРБИТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА ОСТ-1**

А. В. Брунс, Л. Г. Лиманский

Приводится описание устройства электропитания орбитального солнечного телескопа станции «Салют-4». Оно состоит из ряда преобразователей, объединенных в единую систему, вырабатывающую необходимые переменные и постоянные напряжения.

THE DESIGN OF THE POWER SUPPLY SYSTEM OF THE ORBITING SOLAR TELESCOPE, by A. V. Bruns, L. G. Limansky. — The power supply system of the Orbiting Solar Telescope from the «Salyut-4» Station is described. It contains some transformers integrated in one system which makes all necessary alternative and direct currents.

Научные приборы орбитальной станции получают электроэнергию от бортовой сети, питаемой буферным аккумулятором батареи солнечных элементов. С целью повышения надежности шины питания не соединяются с корпусом станции. Характерное для аккумуляторов изменение выходного напряжения в зависимости от степени его зарядки требует применения стабилизаторов в устройствах питания электронных схем. Необходимое в ряде случаев соединение одной из шин питающего напряжения с корпусом может быть обеспечено с помощью развязывающих преобразователей.

В состав орбитального солнечного телескопа ОСТ-1 (см. с. 31) входит целый ряд различных электронных, электромеханических, электроннагревательных и других систем, для которых необходимы соответствующие напряжения. По номинальным значениям выходной мощности, стабильности и т. д. все потребности могут быть сведены к пяти источникам, дающим следующие напряжения:

- 1) нестабилизированное постоянное напряжение 27 В с пиковым значением тока до 15 А;
- 2) постоянное напряжение 22 В с потребляемым током до 5 А и стабилизацией 0,15 В;
- 3) стабилизированное постоянное напряжение двух номиналов 20 и 7 В с током потребления до 2 А;
- 4) стабилизированное постоянное напряжение 1500 В для питания фотоумножителя;
- 5) переменное стабилизированное напряжение различных номинальных значений с частотой 2000 Гц.

Для получения этих напряжений была разработана единая система преобразователей-стабилизаторов. Структурная схема системы изображена на рис. 1.

Устройства телескопа, потребляющие большие мощности и не требующие для своей работы стабильного напряжения, питаются непосредственно от бортовой сети (системы 5 коллиматорного блока и 7 блока спектро-

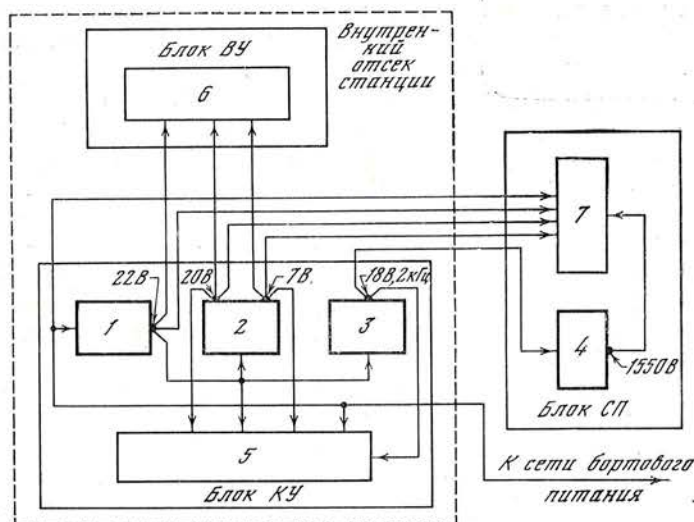


Рис. 1. Структурная схема системы преобразователей напряжения

1 — стабилизатор напряжения бортовой сети. Выходное напряжение — 22 В; 2 — преобразователь-стабилизатор, выходные напряжения 7 и 20 В; 3 — генератор переменного напряжения, частота 2 кГц; 4 — выпрямитель-стабилизатор высокого напряжения, выходное напряжение 1550 В; 5 — электронные узлы коллиimatorного блока; 6 — электронные узлы визирного блока; 7 — электронные узлы спектрографа

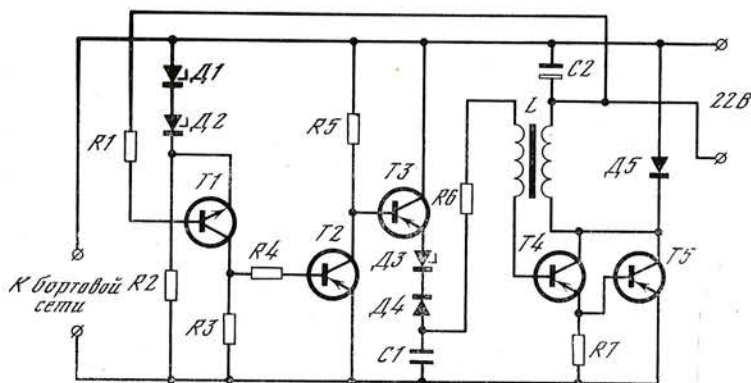


Рис. 2. Принципиальная схема стабилизатора

графу). Непосредственно от бортовой сети питается стабилизатор 1. Он вырабатывает напряжение 22 В, гальванически связанное с бортовой сетью. Оно используется в устройствах телескопа, не требующих соединения шин питания с корпусом (например, подогреватель в системе термостатирования H_{α} -фильтра). Этим же напряжением питаются преобразователи 2 и 3.

Преобразователь 2 вырабатывает два стабилизированных напряжения, соединенных с корпусом телескопа и предназначенных для питания транзисторных схем.

Переменное напряжение с частотой 2 кГц получается с помощью преобразователя 3. Оно используется в системе регулирования температуры H_{α} -фильтра, в следящей системе фотогида, а также питает высоковольтный стабилизированный выпрямитель 4.

Для надежности основные электронные узлы преобразователей размещены во внутреннем жилом отсеке станции. Все элементы, которые в процессе работы могут выделять тепло, установлены на радиаторы, охлажда-

даемые принудительным обдувом воздуха. Стабилизатор 1 построен по схеме импульсного стабилизатора с последовательным ключевым элементом (рис. 2). Выходное напряжение анализируется схемой управления. Для этого оно через ограничительный резистор $R1$ подается на базу транзистора $T1$, на эмиттере которого стабилитронами $D1$ и $D2$ создается опорное напряжение. Разностный сигнал усиливается транзисторами $T2$ и $T3$ и управляет работой ключевой схемы. Для увеличения четкости работы ключевая схема содержит цепь положительной обратной связи через двухобмоточный дроссель L .

При открытых ключевых транзисторах энергия из бортовой сети поступает в нагрузку и одновременно накапливается в магнитном поле двухобмоточного дросселя L и на емкости $C2$. После закрытия ключа накопленная в индуктивности L энергия через диод $D5$ передается в нагрузку. Стабилизатор может работать при изменении питающего напряжения от 23 до 34 В и имеет КПД не хуже 92%.

Схема преобразователя 2 представлена на рис. 3. Преобразователь питается стабилизированным напряжением 22 В. Его нагрузка изменяется в пределах 20% от номинальной. Поэтому для стабилизации выходного напряжения было применено амплитудное управление регулирующими транзисторами.

Преобразователь вырабатывает два стабилизированных напряжения 20 и 7 В, гальванически развязанных от бортовой сети. Общая точка этих напряжений +20 и -7 В соединена с корпусом спутника.

Преобразователь состоит из задающего генератора, усилителя мощности, системы управления и непрерывного стабилизатора для напряжения 7 В.

Задающий генератор выполнен по схеме генератора Роера на транзисторах $T1$, $T2$ и трансформаторе $Tr1$, с вторичной обмотки которого снимается напряжение прямоугольной формы с частотой 1200 Гц. Это напряжение через систему управления поступает на базы транзисторов $T5$ и $T6$ усилителя мощности. Транзисторы $T5$ и $T6$ нагружены на силовой трансформатор $Tr3$. Вторичная обмотка этого трансформатора выполнена с отводом от средней точки (вывод 6), эта точка является общей для напряжений +20 и -7 В. С целью повышения надежности и улучшения электрических показателей выпрямители выполнены по двухполупериодным схемам. Напряжение с выводов 4, 8 трансформатора $Tr3$ используется для получения постоянного напряжения 20 В. Оно выпрямляется диодами $D7$ и $D10$, фильтруется RC-фильтром $C2$, $R8$, $C3$. Напряжение 20 В используется для создания опорного напряжения на диодах $D5$ и $D6$ и для питания усилителя на транзисторах $T4$, $T3$. Вторичная обмотка $Tr1$ задающего генератора соединена с первичной обмоткой трансформатора управления $Tr2$ через мостовой выпрямитель на диодах $D1-D4$. Нагрузкой выпрямителя является транзистор $T3$, управляемый транзистором $T4$. Напряжение на первичной обмотке трансформатора $Tr2$ изменяется пропорционально величине управляющего напряжения на коллекторе $T4$.

Переменное напряжение с выводов 5 и 7 вторичной обмотки трансформатора $Tr3$ используется для получения постоянного стабилизированного напряжения +7 В. Переменное напряжение выпрямляется диодами $D8$ и $D9$. Сглаживание пульсаций выпрямленного напряжения осуществляется конденсаторами $C4$ и $C5$, а также непрерывным стабилизатором напряжения, выполненным на транзисторах $T7$, $T8$ и $T9$. Особенностями этого стабилизатора являются: включение регулирующего транзистора в положительную шину выходного напряжения 7 В, а также способ задания опорного напряжения. Последнее задается элементами $D11$, $R11$ и $D12$, $R12$, которые включены по мостовой схеме. На одну диагональ подается выходное напряжение, во вторую диагональ включены эмиттер и база транзистора $T9$. На резисторе $R10$, включенном в коллекторную цепь $T9$, выделяется сигнал управления для транзисторов $T8$ и $T7$.

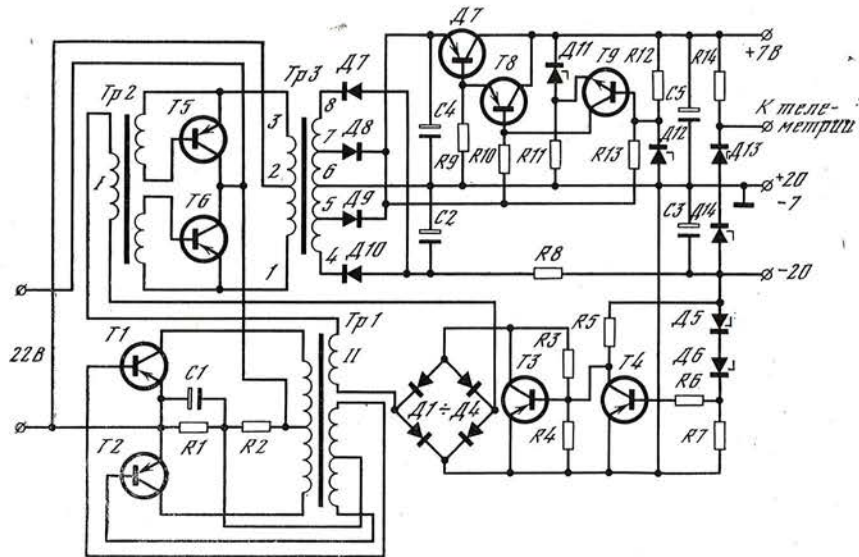


Рис. 3. Принципиальная схема преобразователя на 7 и 20 В

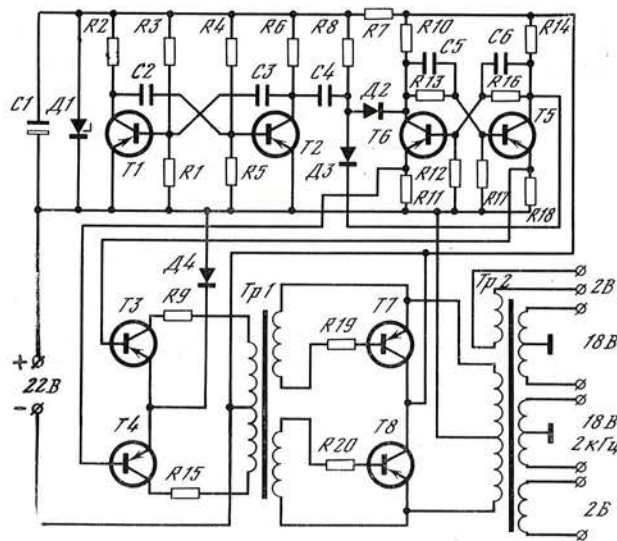
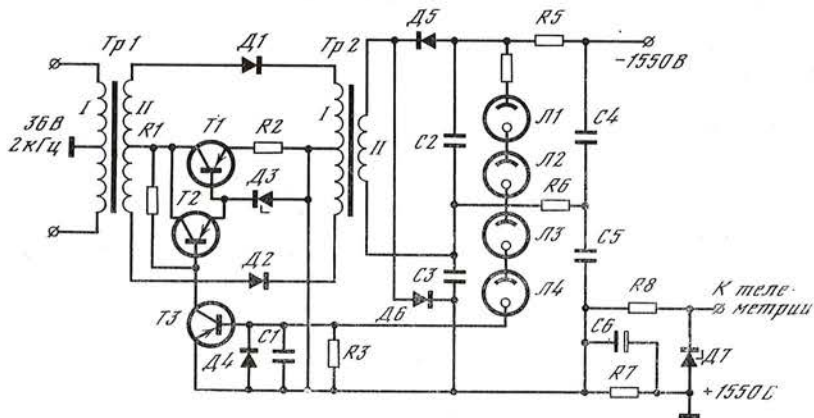


Рис. 4. Принципиальная схема преобразователя-генератора переменного напряжения

Рис. 5. Принципиальная схема выпрямителя-стабилизатора на 1550 В



Для контроля напряжения на шине -20 В по цепям телеметрии применена схема смещения уровня напряжения на стабилитронах $D13$, $D14$ и резисторе R_{14} . Это позволяет не только получить контрольное положительное напряжение относительно корпуса спутника, но и судить о наличии напряжения на шине $+7$ В.

На рис. 4 представлена схема преобразователя-генератора переменного напряжения. На его вход подается стабилизированное напряжение 22 В. Он вырабатывает переменное напряжение прямоугольной формы со стабильной частотой 2000 Гц. Преобразователь состоит из задающего генератора опорной частоты, предварительного усилителя и усилителя мощности.

В качестве генератора опорной частоты используется симметричный мультивибратор с коллекторно-базовыми емкостными связями. Он выполнен на транзисторах $T1$ и $T2$. Делитель частоты состоит из симметричного триггера на транзисторах $T5$ и $T6$. Запуск триггера осуществляется через диоды $D2$ и $D3$ на соответствующие коллекторы. Сигнал управления для предварительного усилителя снимается с резисторов $R11$ и $R18$, включенных в эмиттеры транзисторов $T5$ и $T6$.

Предварительный усилитель выполнен на транзисторах $T3$ и $T4$, их базы гальванически связаны с эмиттерами транзисторов $T5$ и $T6$. Усилитель нагружен на трансформатор $Tr1$. Резисторы $R9$ и $R15$ ограничивают максимальный ток транзисторов $T3$ и $T4$.

Напряжение, снимаемое со вторых обмоток трансформатора $Tr1$, подается на базы транзисторов $T7$ и $T8$ усилителя мощности. Резисторы $R19$ и $R20$ служат для выравнивания входных характеристик транзисторов усилителя мощности. Транзисторы $T7$ и $T8$ нагружены на выходной трансформатор $Tr2$. С вторичных обмоток трансформатора снимаются необходимые переменные напряжения для систем телескопа.

На рис. 5 представлена схема выпрямителя-стабилизатора 4. Он вырабатывает постоянное стабилизированное напряжение 1550 В для питания фотоумножителя экспонометра. Этот электронный узел установлен на блоке спектрографа в открытом космосе. Температура корпуса спектрографа изменяется в широких пределах. С учетом этих эксплуатационных особенностей преобразователь был сконструирован как стабилизированный выпрямитель, а не автономный генератор. Его задающий генератор и усилитель мощности находятся во внутреннем помещении станции.

На входной разделительный трансформатор подается питающее напряжение от отдельной обмотки преобразователя 3 (см. рис. 1). С вторичной обмотки разделительного трансформатора $Tr1$ напряжение через диоды $D1$, $D2$, транзистор $T2$ и резистор $R2$ подается на повышающий трансформатор $Tr2$. Транзистор $T1$ проходной, он регулирует напряжение на первичной обмотке трансформатора $Tr2$. Напряжение с его вторичной обмотки повышается и подается на параллельный выпрямитель с удвоением напряжения. Выходное напряжение определяется стабилвольтами $L1-L4$. Резистор $R4$ ограничивает ток через стабилвольты. Ток, протекающий через стабилвольты, является входным током транзистора $T3$. К базе транзистора $T1$ подключен усилитель на транзисторах $T2$ и $T3$. Цепочка $R2-D3$ ограничивает максимальную потребляемую мощность от преобразователя 3. Элементы схемы $D4-C1$ предохраняют входную цепь транзистора $T3$ от импульсных перегрузок по напряжению. Резистор $R5$ и конденсаторы $C4$, $C5$ образуют RC -фильтр выходного напряжения. С резистора $R7$ снимается напряжение для контроля тока, протекающего через делитель фотоумножителя. Резистор $R8$ и стабилитрон $D7$ служат для защиты входных цепей телеметрии от перенапряжения.

Работа системы в составе телескопа ОСТ-1 и лабораторные испытания показали ее высокие эксплуатационные качества.

Май 1977 г.

СИСТЕМА ГИДИРОВАНИЯ
ОРБИТАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ТЕЛЕСКОПА

А. В. Брунс

Рассматривается система гидирования орбитального солнечного телескопа, состоящая из оптической следящей системы управления и устройства визуального контроля. Приводится описание структурной схемы системы управления, а также особенности примененной конструкции датчика точной ориентации и редукторов привода.

THE GUIDING SYSTEM OF THE ORBITING SOLAR TELESCOPE, by A. V. Bruns.— The guiding system of the Orbiting Solar Telescope is described. It contains optical follower and visual observation system. A description of the block diagram and the principle of the design of the fine sun sensor and servo driver are given.

Как и в телескопах для наземных наблюдений, система гидирования орбитального солнечного телескопа ОСТ состоит из комплекса электронных, оптико-механических и оптико-электронных устройств, служащих для выполнения таких операций, как обнаружение на Солнце активных образований или других объектов наблюдения, совмещение изображения объектов со щелью спектрографа и поддержание выбранного положения оптической оси телескопа в течение всего времени экспонирования спектра.

Хотя представляется возможным решение всех этих задач с помощью бортового, полностью автоматического устройства, но оптимальным с астрофизической точки зрения следует считать непосредственное участие человека в двух операциях: обнаружении на Солнце объектов наблюдения и наведении на них телескопа. Все остальные действия, связанные с поддержанием выбранного направления, выполняются автоматической системой.

Структурная схема системы гида орбитального солнечного телескопа приводится на рис. 1. Она состоит из двух основных частей: системы управления положением изображения Солнца и системы визуального контроля.

Система визуального контроля предназначена как для собственно контроля положения изображения, так и для наблюдения космонавтом изображения Солнца в лучах водородной линии H_{α} с целью обнаружения на нем активных образований и фотографирования положения изображения исследуемого образования на щели спектрографа. В нее входят: два плоских зеркала, две линзы и окуляр, служащие для передачи изображения Солнца от щели спектрографа к глазу космонавта, узкополосный интерференционно-поляризационный H_{α} -фильтр и кинокамера поля, делающая снимки, необходимые для последующей идентификации наблюдений (подробнее см. статью с описанием ОСТа [1]).

В задачу системы управления положением Солнца входит автоматическое выполнение маневров поиска Солнца, грубого наведения на него, перехода на управление точными датчиками и стабилизацию положения изображения. Она же осуществляет перемещение изображения Солнца в

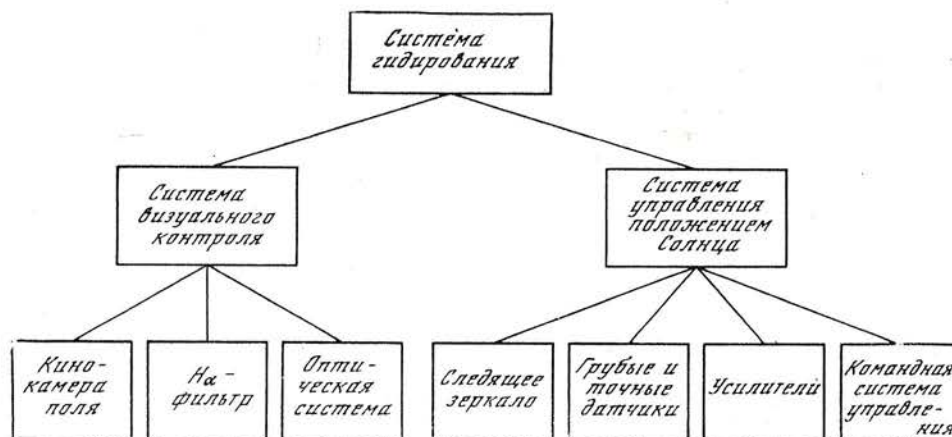


Рис. 1. Структурная схема системы гидрирования

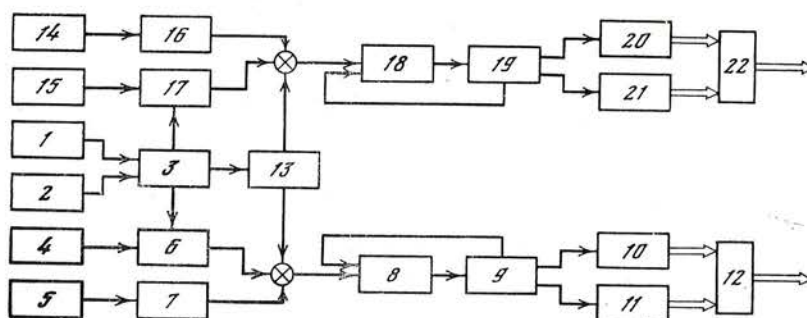


Рис. 2. Структурная схема системы управления

1 — датчик наличия Солнца; 2 — датчик окончания грубого наведения; 3 — командное логическое устройство; 4 — датчики грубого наведения по оси X; 5 — датчик точной ориентации по оси X; 6 — коммутлирующее устройство; 7 — переключатель чувствительности; 8 — усилитель; 9 — фазовый демодулятор по оси X; 10, 11 — основной и резервный двигатели привода по оси X; 12 — редуктор; 13 — устройство ручного управления; 14 — датчик точной ориентации по оси Y; 15 — датчик грубого наведения по оси Y; 16 — коммутлирующее устройство; 17 — переключатель чувствительности; 18 — усилитель; 19 — фазовый демодулятор по оси Y; 20, 21 — двигатели привода по оси Y; 22 — редуктор

любое новое положение в пределах поля зрения в соответствии с сигналами устройства ручного управления.

Структурная схема системы управления изображена на рис. 2. Она состоит из двух идентичных следящих систем с общим командным устройством, осуществляющим автоматический переход от выполнения одного маневра к другому в зависимости от конкретной ситуации. Звенья с 4 по 12 образуют систему управления по оси X, с 14 по 22 — систему управления по оси Y. Командное устройство состоит из звеньев 1—3. В звене 13 формируется сигнал ручного управления по каждой координате.

Рассмотрим работу системы на примере управления по координате X.

Попадание в отсек научной аппаратуры станции солнечного света определяется «датчиком наличия Солнца» 1. Получив сигнал, командное логическое устройство 3 подключает к контуру следящей системы датчик грубого наведения 4, установленный на монтажке следящего зеркала телескопа и соединенный с движением последнего с передачей 2:1. Сигнал рассогласования, выработанный датчиком, пройдя необходимую обработку (усиление, частотную коррекцию и т. д.) на блоках 6, 8 и 9, подается на один из двигателей: основной 10 или резервный 11 привода зеркала (возможна также их одновременная работа).

После отработки рассогласования и наведения датчика на Солнце следящее зеркало оказывается повернутым таким образом, что отражает свет на главное зеркало телескопа. Естественно, что последнее происходит при условии окончания грубого наведения по обеим координатам. Свет, попавший на главное зеркало, отражается в систему телескопа и воспринимается датчиком окончания грубого наведения 2. Он состоит из четырех фотоэлементов, расположенных в разных частях светового пучка телескопа. Выходы фотоэлементов включены в логическое «И», что исключает выдачу сигнала от случайных засветок. После окончательного грубого наведения командно-логическое устройство отключает датчик грубого наведения, и управление производится датчиком точной ориентации 5.

Одновременно с переключением датчиков грубого и точного наведения командно-логическое устройство производит изменение чувствительности ручного управления 13; во время работы грубых датчиков влияние ручек уменьшено. В режиме точного наведения поворотом ручек можно вводить в систему сигнал управления, смещающий изображение Солнца на цели спектрографа на $\pm 20'$. С помощью дополнительных органов ручного управления выполняются следующие операции: изменение чувствительности точных датчиков ориентации и включение основного и резервного двигателей системы следящего привода по каждой координате.

Одним из элементов, во многом определяющим работу системы, является датчик положения Солнца. Существует большое количество различных конструкций, способных выдавать уверенный выходной сигнал при угловом рассогласовании $0,5-1''$. Они с успехом используются в фотогидах наземных солнечных телескопов.

Для наведения на различные точки поверхности Солнца в таких системах перемещают датчик. После отработки рассогласования следящая система стабилизирует изображение соответственно новому положению датчика.

Недостатком такой конструкции применительно к условиям работы на борту ИСЗ следует считать необходимость двух прецизионных механических приводов; одного для перемещения блока датчика, другого для движения телескопа.

Для орбитального солнечного телескопа была разработана система с неподвижным расположением датчика ориентации. Изображение в ней задается не изменением положения датчика, а электрическим смещением его нуля-пункта. С этой целью выходное напряжение датчика складывается с сигналом, вырабатываемым системой ручного управления, и только после этого поступает на вход электронного усилителя. Равновесие всей системы наступает в новой точке, координату которой можно определить по характеристике датчика. В ней сигнал датчика равен сигналу управления с противоположным знаком.

Очевидно, что такой метод наведения возможен только с помощью специального датчика ориентации с достаточно протяженной зоной линейной зависимости между смещением изображения и выходным сигналом.

Самое большое отклонение от оси требуется при наблюдении протуберанцев. В этом случае необходимо стабилизировать изображение диска Солнца в таком положении, при котором его край практически выведен за пределы щели спектрографа. Выполнение этих наблюдений требует от датчика линейной зоны, большей угловых размеров Солнца ($> 30'$). С учетом неточности изготовления и возможных разбустировок телескопа следует иметь рабочую зону $\geq 40'$, причем в любой точке зоны датчик должен иметь крутизну характеристики, достаточную для получения общей точности всей системы $1-2''$.

В основу конструкции датчика фотогида был положен многоцелевой теневой датчик направления [2]. Характерное для него отсутствие зависимости величины линейной зоны от угловых размеров Солнца позволяет легко получить линейную зону в 2-3 угловых диаметра Солнца.

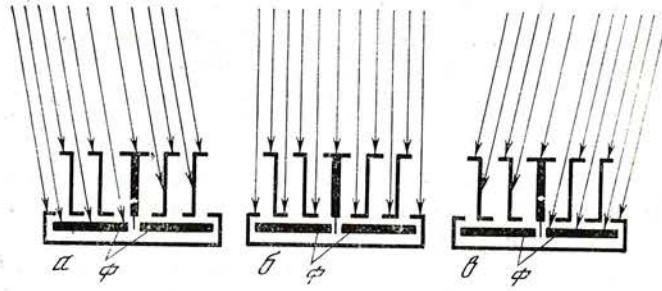


Рис. 3. Принцип работы теневого датчика

По каждой координате датчик состоит из двух теневых анализирующих элементов — наборов пластин Z-образного сечения, за которыми находятся два фотоэлемента (рис. 3). Выходной сигнал одного фотоэлемента в таком датчике в случае работы по Солнцу определится из выражения

$$I(\delta) = E_0 \eta b h n \int_0^{\delta} E(\delta) d\delta = \frac{\beta}{2} E_0 \eta b h n \left\{ \frac{2}{3\pi} (4\delta^2 - 4\delta + 3)(\delta - \delta^2)^{\frac{1}{2}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\pi} (1 - 2\delta) \left[\arcsin(1 - 2\delta) - \frac{\pi}{2} \right] \right\},$$

где α — угловое отклонение датчика от положения, при котором фотоприемник полностью затенен, $\delta = \alpha/\beta$ — отклонение оси датчика от полностью затененного положения, β — угловые размеры Солнца в радианах, $E_0 \eta$ — энергия с 1 см^2 поверхности фотоэлемента, h — расстояния между полками Z-образных пластин, b — длина полки, n — число пластин в наборе.

Выходной сигнал датчика представляет собой ток, равный разности токов двух фотоэлементов.

$$I(\delta) = I_1(\delta) - I_2(\delta).$$

При помощи методики, изложенной в [3], был рассчитан, а затем изготовлен датчик со следующими параметрами:

$\alpha = 90'$, чувствительностью датчика $S = 100 \text{ мкА/угл. мин}$, $E_0 \eta = 20 \text{ мА/см}^2$, $b h n = 1 \cdot 5 \cdot 4 = 20 \text{ см}^2$.

Установка датчика в оптической системе телескопа уменьшила почти в два раза линейную зону, но одновременно повысила крутизну его характеристики.

На рис. 4 приведена характеристика одного анализирующего элемента, снятая по Солнцу непосредственно, и характеристика датчика, работающего в составе телескопа.

Важным достоинством датчиков такого типа является малая степень влияния рассогласования по одной координате на величину сигнала, выдаваемого по другой. Наличие такого влияния значительно затрудняло бы наведение телескопа, а также создавало бы условия для возникновения автоколебаний в системе стабилизации.

Достаточно жесткие требования предъявляются к динамическим параметрам следящей системы ОСТ. В отличие от наземных телескопов, которые находятся на практически неподвижной Земле, телескоп в космосе установлен на «подвижном основании» с произвольным законом движения. Даже при ограничении скорости этого движения $\omega \leq 0,1 \text{ град/с}$ следящая система должна иметь добротность

$$D = \frac{\omega}{\Omega} = \frac{0,1 \cdot 3600}{1,5} = 240 \text{ с}^{-1},$$

где $\Omega = \pm 1'',5$ — угловая ошибка системы.

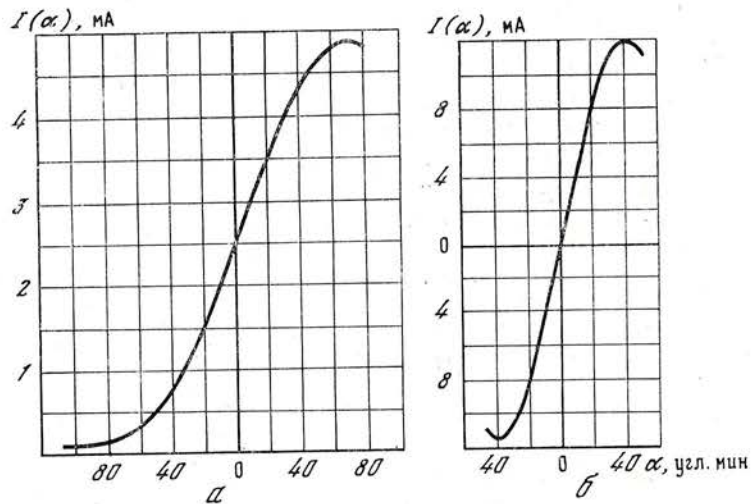


Рис. 4. Характеристики датчика

а — одного анализирующего элемента, снятая по Солнцу; б — датчика по одной координате

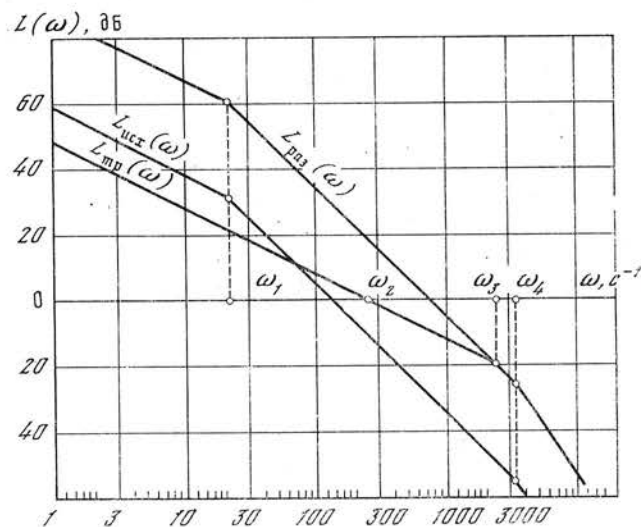


Рис. 5. Логарифмическая амплитудная характеристика системы стабилизации изображения

В таких условиях существенную роль начинают играть различного рода нелинейности, например такого типа, как люфт, ограничение, сухое трение и т. д. Они существенным образом меняют реальные параметры следящих систем, чаще всего делая их неустойчивыми. Трудности возникают также из-за высокого абсолютного значения требуемой точности наведения. Как известно из теории автоматического регулирования, если в устойчивую линейную систему ввести нелинейность типа люфта, величина которого больше половины допустимой статистической ошибки наведения, то в ней возникают автоколебания. Амплитуда колебаний соизмерима с величиной люфта, а частота определяется скоростными параметрами системы. Режим автоколебаний для систем с механическими передачами существенно снижает ресурс работы, так как происходит усиленный износ зубьев шестерен и других трущихся частей. Особенно важно не допустить такого режима работы для механизмов в космосе, где в условиях вакуума износ резко возрастает и ресурс работы сокращается в сотни раз.

Поэтому при разработке следящей системы большое внимание было уделено не только получению требуемых высоких значений ее параметров, но и мероприятиям по исключению условий возникновения в системе автоколебаний в результате возникших изменений параметров отдельных звеньев в процессе эксплуатации на орбите. В разработанном редукторе привода следящего зеркала была применена компенсация люфта, являющегося причиной автоколебаний в системе. С этой целью каждый редуктор состоял из двух, с одинаковым набором, зубчатых колес, соединенных с трибкой двигателя. Выходные шестерни обоих редукторов находились на одном общем выходном валу, но только одна из них имела фиксацию от проворота. К ней с помощью пружины притянута вторая, не фиксированная от проворота. Пружина стремится повернуть редукторы в разные стороны, но так как они замкнуты на общую трибку, поворот происходит только на величину люфта, который в результате оказывается постоянно выбранным.

На случай, если по каким-либо причинам в процессе работы в космосе где-либо в кинематической цепи все же появится люфт, было предусмотрено второе мероприятие, гарантирующее отсутствие автоколебаний: в системе устранено перерегулирование. Аperiodическая система всегда подходит к положению равновесия с одной стороны и тем самым исключает возникновение автоколебаний. Однако в такой системе существенно возрастает время переходного процесса. Увеличить быстродействие и довести его до требуемого удалось за счет создания в системе большого коэффициента усиления. Введение глубокой отрицательной обратной связи по скорости снизило усиление, но дало возможность реализовать систему, имеющую логарифмическую частотную характеристику с наклоном в 20 дБ на декаду вплоть до частоты среза $\omega_{\text{ср}} = 240 \text{ с}^{-1}$. Хотя такое решение вопросов динамики усложнило электронную часть системы управления, однако позволило получить значительный выигрыш в надежности всего устройства, так как его работоспособность сохраняется при значительных отклонениях от нормы параметров ненадежной механической части электропривода.

Поведение системы описывается дифференциальным уравнением 3-й степени

$$6,2 \cdot 10^{-10} \frac{d^3 \varphi}{dt^3} + 3,3 \cdot 10^{-6} \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + 4,17 \cdot 10^{-3} \frac{d\varphi}{dt} + \varphi = \varphi_1.$$

На рис. 5 показано получение необходимой логарифмической амплитудной характеристики. Сначала коэффициент усиления исходной системы $L_{\text{исх}}(\omega)$ увеличивается до 86 дБ. Затем полученную разомкнутую систему $L_{\text{раз}}(\omega)$ введением отрицательной обратной связи по первой производной сигнала доводим до требуемой $L_{\text{тр}}(\omega)$.

Ее передаточная функция описывается выражением

$$W(p) = \frac{240}{p(1 + 0,3 \cdot 10^{-3} \cdot p)(1 + 0,5 \cdot 10^{-3} p)}.$$

Здесь p — оператор Лапласа.

На рис. 6 представлена структурная схема следящей системы по одной координате в режиме точного слежения.

Датчик теневого типа имеет выходной сигнал в виде постоянного тока. Усиление сигнала датчика производится по схеме: модулятор, усилитель, демодулятор. Так как основной сигнал складывается с сигналом обратной связи по переменному току и глубина обратной связи значительна, в усилителе возникает так называемая квадратурная помеха. Этот сигнал может превосходить полезный в несколько десятков раз, что в итоге приводит не только к перегреву двигателя и транзисторов выходного каскада, но также к насыщению предварительного усилителя и к потере точности рабо-

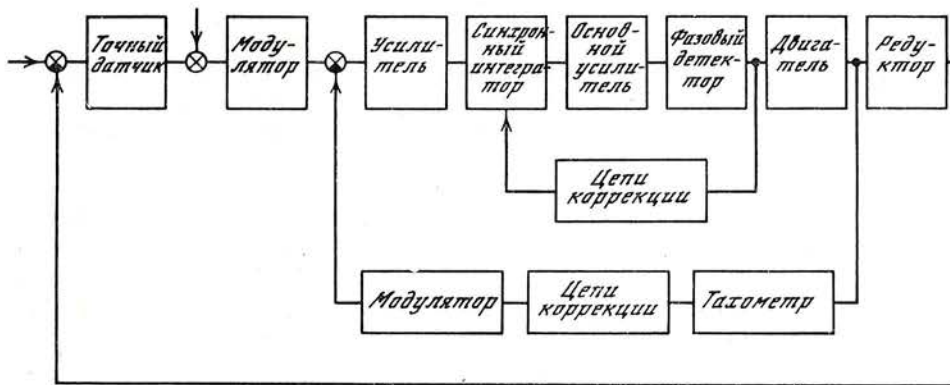


Рис. 6. Структурная схема следящей системы по одной координате в режиме точного слежения

ты системы. Поэтому после небольшого предварительного усиления сигнал подается на подавитель квадратурной помехи — синхронный интегратор и только затем на основной усилитель. Усиленный сигнал синхронно выпрямляется фазовым детектором и поступает на двигатель обработки.

Выходное сопротивление синхронного детектора нелинейно и при малых сигналах может существенно превышать сопротивление обмотки двигателя $R_{дв}$, что приводит к значительному увеличению постоянной времени системы и ухудшению ее динамических свойств. Поэтому в схему введена петля обратной связи, охватывающая синхронный интегратор, усилитель и фазовый детектор, которая снижает выходное сопротивление детектора до $\sim 0,1R_{дв}$.

Двигатель подключен к фазовому детектору таким образом, что с несколькими дополнительными элементами образует тахометрический мост (схему, сигнал на выходе которой пропорционален скорости вращения двигателя).

Применение тахометрического моста позволило исключить из следящей системы электрическую машину — тахогенератор со всеми кинематическими элементами, связывающими его вал с исполнительным двигателем, что в свою очередь повысило надежность системы и улучшило ее динамические характеристики.

Были приняты меры для устранения основного недостатка таких схем — возможного разбаланса за счет изменения параметров ее элементов, например в результате нагрева. С этой целью схема балансировалась таким образом, чтобы в выходном сигнале цепи обратной связи, кроме скоростной составляющей, присутствовала еще и составляющая выходного сигнала усилителя. Фаза последней выбиралась из условия получения отрицательной обратной связи. Некоторое снижение усиления компенсировалось общим запасом усиления в системе.

Как уже указывалось, для повышения надежности в приводе по каждой координате использовалось по два двигателя. Каждый из них включен в автономную схему тахометрического моста. При включении в работу одновременно двух двигателей сигнал гибкой обратной связи формировался в виде суммы сигналов двух тахометрических мостовых схем. Кинематически оба двигателя соединялись с редуктором привода через дифференциальный механизм, который позволяет при работе на одном двигателе держать второй в выключенном и заторможенном состоянии.

Для наладки и регулировки системы стабилизации изображения был сконструирован и изготовлен специальный стенд. Он позволяет замыкать цепь жесткой обратной связи системы через четырехполюсник с передаточной функцией $W_{стенда} = W_{двигателя} W_{редукт} W_{датчика}$ и замещать соответствующие звенья системы.

Всесторонняя проверка экспериментально снятых статических и динамических характеристик показала их полное соответствие расчетным. При работе системы стабилизации по реальному Солнцу в процессе испытаний в кинематическую цепь искусственно вводился люфт. Однако система сохранила устойчивость.

Из анализа фотографий, сделанных фоторегистратором системы визуального контроля, следует, что максимальный уход положения изображения Солнца на щели составляет 3" за время экспозиции 128 с.

Таким образом, натурные испытания системы гидирования орбитального телескопа подтвердили ее работоспособность и показали правильность выбора ее конструктивного решения.

Апрель 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Брунс А. В. — Наст. том, с. 31.
2. Брунс А. В. Авт. свид. 251415. — Бюл. изобр. № 27, 1970.
3. Брунс А. В. — В кн.: Аппаратура для космических исследований. М., «Наука», 1972, с. 42.

**СВЕТОСИЛЬНЫЕ ЗЕРКАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ
С БОЛЬШИМ ПОЛЕМ ЗРЕНИЯ
ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ И КОСМИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ**

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Рассмотрены светосильные системы из двух зеркал, имеющих несферическую форму. Изложена методика расчета этих систем на ЭВМ. Данные ряда систем приведены в табл. 1—3. Системы имеют относительное отверстие порядка 1 : 1,2 и поле зрения от 3 до 24°.

FAST-SPEED RICH-FIELD MIRROR SYSTEMS FOR SPECTROGRAPHS AND SPACE DEVICES, by G. M. Popov and M. B. Popova.— Fast-speed two-mirror systems with non-spherical mirrors are discussed. Methods for computing of these systems with electronic computer are described. Characteristics of any system are shown in tables No. 1—3. Systems have speed about $f/1.2$ and field from 3 to 24 degrees.

В настоящее время имеется острая потребность в светосильных чисто зеркальных системах, обладающих значительным полем зрения. Подобные системы нужны для изучения ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра, в частности для наблюдений астрономических объектов с баллонов и ИСЗ. Этот вопрос рассматривался в [1, 2] на основе теории аберраций третьего порядка, т. е. в первом приближении. Теория светосильных анастигматов со сравнительно небольшим полем зрения изложена нами в [3], где рассмотрены системы, строго исправленные на сферическую аберрацию и кбму, но их астигматизм исправлен только в области аберраций третьего порядка. Практика показала, что для двухзеркальной системы с большим полем зрения необходимо изменить методику расчета по сравнению с изложенной в [3].

Ограничимся случаем, когда предмет находится в бесконечности, фокусное расстояние системы примем равным единице, а обозначения и правило знаков возьмем из [4], где приведен наиболее общий метод расчета стигматической двухзеркальной системы с заданной комой. Примем метод, изложенный в [4], за основу.

В [4] показано, что форма вторичного зеркала стигматической системы может быть выражена в полярных координатах в следующем виде:

$$\rho = \left(\frac{\xi}{d} \mp \frac{1}{s'} e^{-\int r d\xi} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где

$$P = \frac{d + 1 - \xi + 4a\xi(1 - \xi)^2}{(1 - \xi)[d - \xi - 4a\xi^2(1 - \xi)]}, \quad (2)$$

ρ — радиус-вектор, a — коэффициент комы, s' — расстояние от вершины вторичного зеркала до фокуса, d — расстояние между вершинами зеркал (заметим, что мы принимаем всегда $d > 0$); $\xi = \sin^2(u'/2)$, где u' — последний угол системы. В декартовых координатах выражения для вторич-

ного зеркала имеют вид

$$x_1 = \rho(1 - 2\xi), \quad (3)$$

$$y_1 = 2\rho \sqrt{\xi(1 - \xi)}. \quad (4)$$

Для главного зеркала соответственно [4] находим

$$x = -d + \rho(1 - \xi) + \frac{\xi(1 - \xi)[1 - \rho + 4\alpha\xi(1 - \xi)]^2}{d - \rho\xi}, \quad (5)$$

$$y = 2[1 + 4\alpha\xi(1 - \xi)] \sqrt{\xi(1 - \xi)}. \quad (6)$$

В первом приближении зеркала можно считать коническими сечениями, причем их радиусы кривизны r_1 и r_2 при вершинах таковы:

$$r_1 = 2df'/(d + q - f'), \quad (7)$$

$$r_2 = 2d(d + q)/(2d + q - f'), \quad (8)$$

где $q = s' - d$ — расстояние фокуса системы от вершины главного зеркала.

Квадраты эксцентриситетов e_1^2 и e_2^2 зеркал определяются выражениями

$$e_1^2 = 1 + \frac{8d^2s' \left(\alpha - \frac{1}{4}\right)}{(s' - f')^3}, \quad (9)$$

$$e_2^2 = 1 + \frac{4d(f' - s')}{(f' - 2d - q)^2} + \frac{2d^2f'(1 - 4\alpha)}{(f' - 2d - q)^3}.$$

Поскольку выражения (1) — (9) довольно сложны, все вычисления велись на ЭВМ; наиболее трудоемким является вычисление интеграла в (1). В качестве входных данных принимались d , α , s' , ξ ; форма зеркала определялась в декартовых координатах для нескольких значений ξ , после чего форма каждого зеркала аппроксимировалась многочленом

$$x \approx Ay^2 + By^4 + Cy^6 + Dy^8, \quad (10)$$

где A , B , C , D — постоянные. Эта аппроксимация необходима для того,

Системы Куде; $f' = 1$;

Параметр	Номер системы			
	1	2	3	4
r_1	-33,0	-18,0	-12,375	-9,42857
r_2	1,87355	1,755	1,62217	1,47231
a	-1,1	-1,2	-1,3	-1,4
e_1^2	3994,0	575,363	163,712	62,3819
e_2^2	0,05622	0,12429	0,20563	0,30155
R	0,90467	0,81628	0,73254	0,65102
A_1	0,0151515	0,0277778	0,040404	0,0530303
B_1	-0,0138889	-0,0123106	-0,0107323	-0,00915404
C_1	-0,0052142	-0,0046212	-0,00402914	-0,00343662
D_1	-0,0026089	-0,0023125	-0,00204598	-0,00171952
A_2	-0,266873	-0,2849	-0,3082294	-0,339603
B_2	-0,0179384	-0,0202507	-0,023262	-0,0273559
C_2	-0,0021449	-0,00198516	-0,008288	+0,00380348
D_2	-0,0008794	-0,0016702	-0,0041343	-0,0137014
$\delta g' \cdot 10^5$	1,0	1	1	0,8
$\delta g_W \cdot 10^5$	5	8	12	18

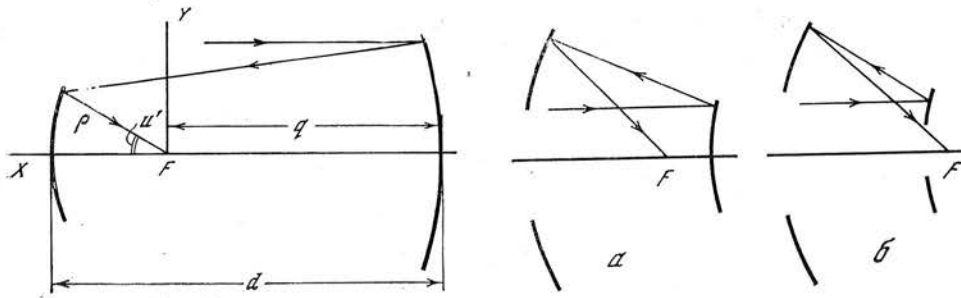


Рис. 1. Схема Куде

Рис. 2. Анастигмат с внутренним (а) и с внешним фокусом (б)

чтобы просчитать ход лучей через систему по обычной программе. Поскольку в нашем случае кома должна быть исправлена, то коэффициент комы α принимался равным нулю; значения d менялись в небольших пределах (1,9—2,0) с целью получения системы с хорошим исправлением астигматизма при большом поле зрения. Входной зрачок во всех случаях расположен на главном зеркале системы, а отступления от условия изопланазии пренебрежимо малы у всех систем.

Результаты расчетов многочисленных вариантов систем даны в таблицах, где приведены: номер системы; радиусы кривизн зеркал при вершинах r_1 и r_2 ; расстояние q фокуса системы от вершины главного зеркала; ориентировочные значения квадратов эксцентриситетов зеркал e_1^2 и e_2^2 (эти величины позволяют судить об отклонении поверхностей от ближайшей сферы); радиус R кривизны поля; коэффициенты разложения сечения поверхности в ряд вида (10): A_1, B_1, C_1, D_1 — для первого зеркала и A_2, B_2, C_2, D_2 — для второго зеркала; даны также значения поперечной сферической aberrации $\delta g'$ в центре поля в плоскости Гаусса и максимальные размеры δg_W пятна рассеивания на краю поля зрения с углом поля W . Фокусное расстояние системы всюду принималось равным единице; относительное отверстие A систем в табл. 1—3 составляет 1 : 1,2. Табл. 1

Таблица 1

$d = 1,98; A = 1 : 1,2$

Номер системы				
5	6	7	8	9
-7,61538	-6,3871	-5,5	-4,82927	-4,30435
1,30192	1,10647	0,88	0,61448	0,29887
-1,5	-1,6	-1,7	-1,8	-1,9
27,7665	13,5017	6,88194	3,55971	1,8
0,41264	0,53779	0,67217	0,80313	0,90158
0,5691	0,48355	0,38987	0,28107	0,14222
0,0656566	0,0782828	0,0909091	0,103535	0,116162
-0,00757576	-0,00599747	-0,00441919	-0,00284091	-0,00126263
-0,0028441	-0,00225158	-0,00165906	-0,00106654	-0,00047402
-0,00142305	-0,00112658	-0,00083011	-0,00053364	-0,00023717
-0,384049	-0,451887	-0,568182	-0,813692	-1,67298
-0,0332707	-0,0426506	-0,060132	-0,106063	-0,460831
-0,0220178	-0,105682	-0,640544	7,30208	516,686
-0,06132	-0,390168	-4,15588	-115,086	-42049,2
0,6	0,5	0,3	0,2	0,1
26	40	63	6	33

содержит данные систем Куде (значения q меняются от $-1,1$ до $-1,9$; рис. 1). Системы № 1—7 имеют поле зрения $2W = 6^\circ$; системы № 8—9 имеют поле зрения $2W = 3^\circ$.

Изучение данных табл. 1 позволяет сделать следующие выводы. С уменьшением q :

- 1) кривизны зеркал увеличиваются;
- 2) кривизна поля растет;
- 3) эксцентриситет первого (главного) зеркала уменьшается, а эксцентриситет второго зеркала увеличивается, приближаясь к единице; во всех случаях главное зеркало имеет форму, близкую к гиперболоиду, вторичное — к эллипсоиду;
- 4) поперечная абберация на оси уменьшается и не превышает $10^{-5} f'$, т. е. исправлена весьма хорошо;
- 5) размеры абберационного пятна на краю поля зрения δg_w увеличиваются, т. е. полезное поле зрения уменьшается.

Все системы в табл. 1 имеют расстояние между зеркалами $d = 1,98$.

В табл. 2 приведены данные анастигматов вида, представленного на рис. 2, а, б. Из табл. 2 следует, что с увеличением q :

- 1) кривизна первого зеркала возрастает, кривизна второго зеркала уменьшается;
- 2) кривизна поля уменьшается практически до нуля (система № 27), после чего она меняет знак; система с исправленной кривизной поля носит название системы Шварцшильда — Винна [1];
- 3) оба зеркала имеют форму, близкую к сплюснутому сфероиду, причем e_1^2 для первого зеркала возрастает, для второго зеркала сначала убывает, достигая минимума около точки $q = 0$, затем вновь растет;
- 4) остаточная сферическая абберация на оси $\delta g'$ увеличивается, но не превышает $8 \cdot 10^{-5} f'$, т. е. остается приемлемой;
- 5) абберации на краю поля медленно возрастают, но не превосходят $21 \cdot 10^{-5} f'$.

Все системы, приведенные в табл. 2, имеют $d = 2$, поле зрения $2W = 12^\circ$ и относительное отверстие $A = 1:1,2$. Конструктивные элементы аналогичных систем (см. рис. 2), но имеющих большее поле зрения ($2W = 24^\circ$), приведены в табл. 3. Из табл. 3 следует, что наилучшие результаты как в отношении кривизны поля, так и по полевым абберациям имеют системы № 4 и 5, обладающие, кстати, удобным положением фокальной поверхности (см. рис. 2, б).

Заметим, что при $q = -1$ получается система типа «зеркальный Шмидт», рассмотренная в [3] и [4]. Системы с еще большими значениями q ($q > 0,45$) непрактичны, так как имеют большие размеры вторичного зеркала, превосходящие диаметр первого зеркала в 4 и более раз; впрочем, одна из подобных систем (система Боуэна) получила распространение, что объясняется простотой изготовления и контроля зеркал (оба зеркала системы имеют сферическую форму); эта система была изучена в [5]. Заметим, что описанная выше методика расчета оказалась весьма эффективной — при использовании ЭВМ ЕС-1020 вычисление конструктивных элементов с последующим расчетом хода лучей занимает несколько секунд машинного времени; аналогичный расчет с помощью автоматической (оптимизирующей) программы, составленной в КАО АН СССР по алгоритму автора и основанной на методе наименьших квадратов, требует около 20 мин. В качестве примера приведем расчет системы Шварцшильда — Винна (см. рис. 2, б), имеющей строго плоское поле зрения, посредством упомянутой выше автоматической программы. Система имеет хорошее исправление аббераций и представляет самостоятельную ценность для практики. Исходная система, полученная из теории аббераций третьего порядка, имеет следующие конструктивные элементы: $r_1 = r_2 = 2,83$; $d = 2$; $f' = 1,001$; $e_1^2 = -5,9$; $e_2^2 = -0,8$.

В качестве аббераций, подлежащих уточнению, используются:

$$f' = 1; d = 2; A = 1:1,2; 2W = 12^\circ$$

Параметр	Номер системы				
	1	2	3	4	5
r_1	80,0168	40,0044	26,66871	20,0012	16,0008
r_2	2,04879	2,09525	2,13954	2,18183	2,22223
q	-0,95	-0,9	-0,85	-0,8	-0,75
e_1^2	∞	∞	∞	∞	-639,07681
e_2^2	-0,02379	-0,04525	-0,06456	-0,0819	-0,0974
R	1,05133	1,10556	1,16311	1,22451	1,29025
A_1	-0,00625	-0,0125	-0,01875	-0,01025	-0,03125
B_1	-0,1640625	-0,0171875	-0,01796875	-0,01875	-0,0195312
C_1	-0,00615234	-0,00644531	-0,00673828	-0,00703125	-0,00732422
D_1	-0,00307617	-0,0322266	-0,00336914	-0,00351562	-0,00366211
A_2	-0,2440476	-0,238636	-0,23369565	-0,229167	-0,225
B_2	-0,01488095	-0,0142046	-0,0135870	-0,01302083	-0,0125
C_2	-0,00184729	-0,00174309	-0,00164126	-0,00154408	-0,00145262
D_2	-0,00043711	-0,00038021	-0,00033601	-0,00030057	-0,00027141
$\delta g' \times 10^5$	1,3	1,4	1,5	1,6	1,6
$\delta g_W \times 10^5$	12	15	16	16	16

Параметр	Номер системы				
	6	7	8	9	10
r_1	13,3339	11,42901	10,00035	8,88918	8,00024
r_2	2,26088	2,29788	2,33334	2,36736	2,40001
q	-0,7	-0,65	-0,6	-0,55	-0,5
e_1^2	-383,224	-250,91664	-174,01313	-126,30615	-95,00576
e_2^2	-0,11121	-0,12345	-0,13426	-0,14374	-0,152
R	1,36128	1,43811	1,52176	1,61338	1,71431
A_1	-0,0375	-0,04375	-0,05	-0,05625	-0,0625
B_1	-0,0203125	-0,02109375	-0,021875	-0,022656	-0,0234375
C_1	-0,00761719	-0,00791016	-0,00820312	-0,0084961	-0,0087891
D_1	-0,00380859	-0,00395508	-0,00410156	-0,0042481	-0,0043945
A_2	-0,221154	-0,217593	-0,214286	-0,211207	-0,20833
B_2	-0,0120192	-0,01157407	-0,0111607	-0,010776	-0,0104167
C_2	-0,00136726	-0,001288	-0,0012446	-0,0011672	-0,001084
D_2	-0,00024691	-0,00022597	-0,00020784	-0,00019196	-0,00017794
$\delta g' \times 10^5$	1,7	1,8	1,9	2,0	2,1
$\delta g_W \times 10^5$	16	16	16	16	16

Параметр	Номер системы				
	11	12	13	14	15
r_1	7,27293	6,66684	6,154	5,71442	5,33346
r_2	2,43138	2,46155	2,49053	2,51853	2,54546
q	-0,45	-0,4	-0,35	-0,3	-0,25
e_1^2	-73,5345	-58,2622	-47,0678	-33,6519	-32,1865
e_2^2	-0,15914	-0,16523	-0,17037	-0,17462	-0,17806
R	1,82624	1,95125	2,09195	2,25169	2,43482
A_1	-0,06875	-0,075	-0,08125	-0,0375	-0,09375
B_1	-0,0242188	-0,025	-0,0257813	-0,0265625	-0,027343

Таблица 2 (продолжение)

Параметр	Номер системы				
	11	12	13	14	15
C_1	-0,009082	-0,009375	-0,009668	-0,0099609	-0,010254
D_1	-0,004541	-0,0046875	-0,004834	-0,0049805	-0,0051269
A_2	-0,2056451	-0,203125	-0,20076	-0,19859	-0,196429
B_2	-0,010081	-0,0097656	-0,0094697	-0,0091912	-0,0089286
C_2	-0,00102594	-0,00097225	-0,000922	-0,0008764	-0,0008336
D_2	-0,00016546	-0,0001543	-0,0001442	-0,00013517	-0,00012693
$\delta g' \times 10^5$	2,2	2,3	2,5	2,6	2,8
$\delta g_W \times 10^5$	16	16	16	16	16

Параметр	Номер системы				
	16	17	18	19	20
r_1	5,00011	4,70598	4,44454	4,21061	4,00008
r_2	2,57144	2,5965	2,6207	2,64408	2,66668
q	-0,2	-0,15	-0,1	-0,05	0,0
e_1^2	-27,4261	-23,40018	-19,85118	-17,19565	-15,00048
e_2^2	-0,18076	-0,18277	-0,18414	-0,18493	-0,18519
R	2,64709	2,89632	3,19331	3,55357	4,0000
A_1	-0,1	-0,10625	-0,1125	-0,11875	-0,125
B_1	-0,028125	-0,028906	-0,029687	-0,030468	-0,03125
C_1	-0,010547	-0,010839	-0,011133	-0,011426	-0,011719
D_1	-0,0052734	-0,00542	-0,005566	-0,0057129	-0,0058594
A_2	-0,19444	-0,19257	-0,19079	-0,18910	-0,1875
B_2	-0,0086805	-0,0084459	-0,0082236	-0,0080128	-0,0078125
C_2	-0,000793	-0,0007566	-0,000722	-0,0006897	-0,0006594
D_2	-0,000119	-0,00011258	-0,000106	-0,00010055	-0,00009565
$\delta g' \times 10^5$	2,9	3,1	3,3	3,6	3,8
$\delta g_W \times 10^5$	16	16	16	17	17

Параметр	Номер системы			
	21	22	23	24
r_1	3,8094	3,63643	3,47833	3,33339
r_2	2,68853	2,70969	2,73017	2,75001
q	0,05	0,1	0,15	0,2
e_1^2	-13,16734	-11,62243	-10,30967	-9,18544
e_2^2	-0,18495	-0,18425	-0,18314	-0,18164
R	4,56829	5,3165	6,3467	7,85717
A_1	-0,13125	-0,1375	-0,14375	-0,15
B_1	-0,032031	-0,032813	-0,033594	-0,034375
C_1	-0,012012	-0,012305	-0,012598	-0,01289
D_1	-0,006006	-0,006152	-0,0062988	-0,0064453
A_2	-0,18598	-0,18452	-0,18314	-0,18182
B_2	-0,0076219	-0,0074405	-0,0072674	-0,0071023
C_2	-0,0006311	-0,00060454	-0,0005796	-0,0005561
D_2	-0,00009	-0,00008583	-0,00008165	-0,00007776
$\delta g' \times 10^5$	4,1	4,5	4,8	5,2
$\delta g_W \times 10^5$	17	17	17,6	18

Таблица 2 (окончание)

Параметр	Номер системы			
	25	26	27	28
r_1	3,07698	2,96301	2,85719	2,75867
r_2	2,78789	2,80598	2,82354	2,84059
q	0,3	0,35	0,4	0,45
e_1^2	-7,37525	-6,64128	-5,99723	-5,42826
e_2^2	-0,17762	-0,17515	-0,1724	-0,16941
R	14,83857	26,47809	-119,9772	-47,80955
A_1	-0,1625	-0,16875	-0,175	-0,18125
B_1	-0,035938	-0,03672	-0,0375	-0,038281
C_1	-0,013477	-0,01378	-0,014063	-0,014356
D_1	-0,0067383	-0,0068848	-0,0070313	-0,0071777
A_2	-0,179348	-0,178191	-0,17708	-0,17602
B_2	-0,0067935	-0,0066489	-0,0065104	-0,0063776
C_2	-0,00051312	-0,00049343	-0,0004748	-0,0004572
D_2	-0,00007078	-0,00007765	-0,00006472	-0,00006197
$\delta g' \times 10^5$	6,1	6,7	7,3	8
$\delta g_W \times 10^5$	19	19,4	20	21

Таблица 3

$$f' = 1; d = 1,9; A = 1 : 1,2; 2w = 24^\circ$$

Параметр	Номер системы				
	1	2	3	4	5
r_1	25,3333	9,5	5,84616	4,22222	3,30425
r_2	2,13171	2,31304	2,45882	2,57857	2,67869
q	-0,75	-0,5	-0,25	0,0	0,25
e_1^2	∞	-156,938	-42,3792	-17,8176	-9,20663
e_2^2	-0,109303	-0,16808	-0,19514	-0,20135	-0,194
R	1,29482	1,71613	2,43495	4,01111	10,542
A_1	-0,019737	-0,0525316	-0,0855263	-0,118421	-0,151316
B_1	-0,0189145	-0,0230263	-0,0271382	-0,03125	-0,0353618
C_1	-0,0071344	-0,00868536	-0,0102363	-0,0117873	-0,0133382
D_1	-0,0035803	-0,0043586	-0,00513696	-0,0059153	-0,0066936
A_2	-0,234554	-0,216155	-0,203349	-0,193906	-0,186659
B_2	-0,0143149	-0,0117986	-0,0100495	-0,0087587	-0,0077651
C_2	-0,0017826	-0,0013349	-0,00102033	-0,00080248	-0,00064657
D_2	-0,0003832	-0,00024	-0,00016836	-0,0001252	-0,0000969
$\delta g' \times 10^5$	1,6	2,1	2,7	3,7	5,4
$\delta g_W \times 10^5$	60	72	48	26	20

- 1) сферическая аберрация на зонах $m = 0,2$ и $m = 0,4$;
- 2) две аберрации комы, причем угол поля $W = 6^\circ$, а зоны для лучей, по которым вычисляется кома, соответственно равны $m = 0,2$, $m = 0$, $m = -0,2$, $m = 0,4$, $m = 0$, $m = -0,4$;
- 3) астигматизм и кривизна поля для $W = 6^\circ$.

Сечение уточненной поверхности имеет вид

$$x + \frac{e^2 - 1}{2r} x^2 - \frac{y^2}{2r} - \beta y^4 = 0. \quad (11)$$

После шести приближений все заданные аберрации оказались меньше $10^{-7}f'$

и счет был прекращен; конструктивные элементы исправленной системы следующие:

$$r_1 = 2,83; \quad e_1^2 = -4,61784; \quad \beta_1 = 0,698618;$$

$$r_2 = 2,829813; \quad e_2^2 = -0,198266; \quad \beta_2 = -1,464475;$$

$$d = 1,99982; \quad A = 1 : 1,2; \quad f' = 1,001; \quad \delta g' = 1,6 \cdot 10^{-5} f'; \quad \delta g_W = 7 \cdot 10^{-5} f'; \quad \text{поле } 2W = 12^\circ \text{ (плоское)}.$$

Полное время счета 19 мин. Этой системе соответствует система № 27 из табл. 2, имеющая близкие характеристики. Отметим, что системы, конструктивные элементы которых не даны в табл. 1—3, могут быть получены интерполяцией.

В заключение заметим, что описанная выше методика может быть использована и для расчета двухзеркальных анастигматов с большей светосилой, но при этом следует увеличить число членов в полиноме (9). В качестве примера приведем данные особо светосильного двухзеркального анастигмата; выражения для поверхностей имеют вид:

1) первое зеркало:

$$X = 0,15 y^2 + 0,034375 y^4 + 0,0128906 y^6 + 0,00644531 y^8 + 0,005 y^{10};$$

2) второе зеркало:

$$X_1 = 0,1818182 y_1^2 + 0,007102 y_1^4 + 0,00057 y_1^6 + 0,000047 y_1^8 + 0,0000126 y_1^{10};$$

$$q = 0,2; \quad d = 2; \quad A = 1 : 0,85; \quad f' = 1; \quad 2W = 12^\circ.$$

Изученные системы целесообразно использовать для приборов, работающих в далекой ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, где линзовые и зеркально-линзовые системы непригодны из-за отсутствия прозрачных материалов.

Апрель 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. Wynne C. G.— J. Opt. Soc. Amer., 1969, 59, 572.
2. Danjon A., Couder A. Lunettes et télescopes, 1936.
3. Попов Г. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, 146.
4. Попов Г. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 200.
5. Попов Г. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 318.

ИСПРАВЛЕНИЕ И ОПЕЧАТКИ

К «ИЗВЕСТИЯМ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ», Т. 58

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
71	15 св.	ln E(4225)	lg E(4225)
24	9 св.	AG Peg	AG Peg