

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLVIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1973

Редакционная коллегия:

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

ЗВЕЗДЫ ТИПА BY Dra

П. Ф. Чугайнов

Особенности переменных звезд типа BY Dra рассматриваются на основе предположения, что изменения их блеска вызываются наличием пятна на поверхности вращающейся звезды. Увеличение среднего блеска BY Dra и уменьшение ее показателя цвета ($B-V$), наблюдавшиеся с 1965—1966 гг. по 1970 г., интерпретированы как результат либо уменьшения общей площади пятна, либо увеличения его эффективной температуры. Найдено также, что период BY Dra переменный, причем это изменение происходит в фазе с колебаниями ее среднего блеска. Высказано предположение о существовании 8—9-летнего цикла изменений периода, среднего блеска и показателя цвета BY Dra. Приведены также результаты фотоэлектрических наблюдений FF And, EV Lac и Gliese 616.2, 781, 809, 845, 829, 875.1, 880. Период изменений блеска FF And в 1971 г. был такой же, что и в 1966—1967 гг. Для Gliese 875.1 по наблюдениям 1971 г. найден период 2,549 дня. Зарегистрирована вспышечная активность BY Dra, Gliese 781, 845 и 875.1. Наблюдения остальных звезд не показывают изменений блеска, превышающих $0^m,01-0^m,02$.

BY Dra-TYPE STARS, by P. F. Chugainov.— The properties of BY Dra-type stars are discussed on the base of the hypothesis supposing that their light variations are due to the presence of a spot on the surface of rotating star. The increase of the mean brightness of BY Dra and the decrease of its colour index observed from 1965—1966 to 1970 is interpreted as the result of either decrease of total area of a spot or increase of its effective temperature. It is found that the period of BY Dra is changing, the change being in phase with its light variations. The assumption is made on existence of 8—9-year cycle in variations of the period, the mean brightness and the colour index of BY Dra. The results of photoelectric observations of FF And, EV Lac and Gliese 616.2, 781, 809, 845, 829, 875.1, 880 are also given. The period of light variations of FF And in 1971 was the same as in 1966—1967. The period of Gliese 875.1 in 1971 is found to be 2^d.549. The flare activity of BY Dra, Gliese 781, 845 and 875.1 is detected. The observations of the other stars do not reveal light variations greater than $0^m.01-0^m.02$.

1. Общие сведения о звездах типа BY Dra

В течение последних 12 лет открыто несколько переменных звезд, которые, по-видимому, следует отнести к одному ранее неизвестному типу. В табл. 1, согласно каталогу Глизе [1], приведены сведения о среднем блеске \bar{V} , тригонометрических параллаксах π , абсолютных величинах

Таблица 1

Звезда	\bar{V}	π	M_V	Sp	P , дни
CC Eri	8 ^m ,9	0",088	8,6	K7 Ve	1,56
BY Dra	8,2	0,064	7,2	K7 Ve	3,8
FF And	10,4	0,047	8,7	dM0e	2,17
Gliese 875.1	11,8	0,044	10,0	dM3,5e	2,55*

* Значение периода, полученное в настоящей работе.

M_V , спектральных классах Sr и фотометрических периодах P четырех та-
ких звезд, которые мы будем далее называть переменными типа $VU Dra$.

Как видно из данных табл. 1, все четыре переменные — красные кар-
ликовые звезды. К этому следует добавить, что, за исключением Gliese
875.1, три остальные звезды спектрально-двойные. Основная особенность
переменных типа $VU Dra$ состоит в том, что наблюдаемые у них периоди-
ческие изменения блеска невозможно объяснить известными механизма-
ми звездной переменности — затмениями в двойных системах или радиа-
льными пульсациями.

Так, Эванс [2, 3] указал на необычность открытой им переменной $SS Egi$.
Радиус главной компоненты этой двойной системы, оцененный по
светимости и спектральному классу, составляет $4,4 \cdot 10^5$ км. Из наблюде-
ний лучевых скоростей было получено расстояние между центрами ком-
понент, умноженное на синус угла наклона орбиты $(a_1 + a_2) \sin i = 2,4 \cdot$
 $\cdot 10^6$ км. Если даже допустить, что $i = 90^\circ$, то продолжительность затме-
ний в системе $SS Egi$ может составлять лишь небольшую долю периода.
Это, однако, противоречит результатам фотометрических наблюдений, из
которых получена почти синусоидальная кривая блеска.

Чтобы объяснить в рамках гипотезы затмений наблюдаемую большую
продолжительность депрессии на кривой блеска $SS Egi$, Эванс предполо-
жил, что главная компонента окружена протяженной оболочкой. Однако
с этим предположением трудно согласиться, так как наличие такой обо-
лочки неизбежно сопровождалось бы аномалиями спектра и светимости
звезды, чего не наблюдается.

Результаты спектральных и фотометрических наблюдений переменной
 $VU Dra$ также противоречат друг другу, если использовать для их объ-
яснения гипотезу затмений. Было найдено, что радиусы компонент, со-
ставляющих эту систему, приблизительно в 10 раз меньше расстояния меж-
ду ними [4], но, с другой стороны, кривая блеска имеет вид синусоиды.

Предположение о том, что изменения блеска звезд типа $VU Dra$ вызы-
ваются радиальными пульсациями, неприемлемо по следующей причине
[4]. Хотя Габриель [5] нашла, что красные карлики могут быть вибраци-
онно нестабильными, вычисленный ею период радиальных пульсаций
составляет около 10^3 сек, а наблюдаемые периоды звезд типа $VU Dra$ —
порядка нескольких дней, т. е. порядка 10^5 сек.

Чугайновым [6] была предложена, а Кшеминским и Крафтом [4,7]
развита следующая гипотеза: периодические изменения блеска звезд типа
 $VU Dra$ возникают вследствие того, что звезда бывает обращена к наблю-
дателю то более темной, то более светлой частью ее поверхности, причем
смена сторон происходит благодаря осевому вращению звезды. Кшемин-
ский считает [4], что можно как первое приближение использовать модель
с одним темным пятном, покрывающим около 10% поверхности звезды и
имеющим температуру, на 350° меньшую, чем остальная часть поверхно-
сти. Ранее гипотеза пятна рассматривалась Кроном [8] в связи с особенно-
стями кривой блеска красной карликовой двойной системы $YY Gem$.

Свидетельством в пользу применимости рассматриваемой гипотезы
может служить изменяемость излучения Солнца, обнаруженная Альбрех-
том, Майтценом и Ракошем [9] по наблюдениям отраженного света Урана
и Нептуна. Важный результат этой работы заключается в том, что период
изменения блеска Солнца довольно сильно колеблется в течение 11-лет-
него цикла (приблизительно от 26,4 до 29 дней). Изменение периода может
быть объяснено тем известным фактом, что в течение цикла активности
области появления пятен перемещаются из сравнительно медленно вра-
щающихся высоких широт в быстро вращающиеся экваториальные, и
наоборот. Однако сейчас еще не ясно, чем в действительности вызвана
обнаруженная таким образом зональная неравномерность поверхностной
яркости Солнца: наличием пятен или же повышением (или понижением)
яркости в областях выхода общего магнитного поля на поверхность.

У звезд типа BY Dra амплитуда изменения блеска может достигать $0^m,3$, а у Солнца она составляет всего несколько тысячных звездной величины. Но сейчас нельзя отрицать того, что условия, создающие зональную неравномерность поверхностной яркости Солнца, еще более благоприятны на звездах типа BY Dra . К сожалению, эти условия выяснены еще недостаточно хорошо. Что касается осевого вращения, то наблюдаемым периодам звезд типа BY Dra должны соответствовать значительно большие скорости на поверхности, чем у Солнца, — порядка $10\text{--}20 \text{ км/сек}$.

2. Материал наблюдений и его обработка

В течение 1965—1971 гг. нами были получены фотоэлектрические наблюдения 10 красных карликовых звезд. Об открытии переменности блеска одной из них, а именно BY Dra , мы сообщили ранее [6]. Наличие изменений блеска у двух других звезд — FF And и Gliese 875.1 — обнаружил Кшешинский [4]. Наблюдавшиеся звезды имеют следующие номера по каталогу Глизе [1]: 29.1 (FF And), 616.2, 719 (BY Dra), 781, 809, 815, 829, 873 (EV Lac), 875.1 и 880. В скобках, согласно [10], указаны обозначения звезд, уже известных как переменные.

Все наблюдения получены с помощью фотоэлектрического фотометра, установленного на 64-см менисковом телескопе. Использовался фотоумножитель типа EMI 6256 B и для большей части наблюдений — синий фильтр BG 12 . Кривая пропускания фильтра BG 12 с учетом пропускания оптики телескопа и спектральной чувствительности фотоумножителя показана на фиг. 1.

Как видно из нее, используемая спектральная область несколько шире и смещена в сторону коротких длин волн по сравнению с областью B Джонсона. Применение этого фильтра позволило нам увеличить чувствительность примерно в два раза по сравнению с ранее применявшимся стандартным фильтром B .

Остальная часть наблюдений, в частности определения показателей цвета ($B - V$), была выполнена с фильтрами, близкими к стандартным фильтрам B и V . Эти фильтры уже были описаны нами ранее [11].

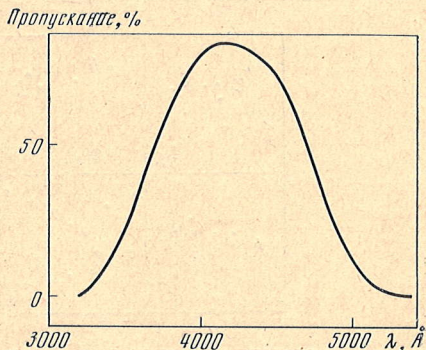
Блеск исследуемых звезд определялся по отношению к звездам сравнения. В табл. 2 приведены номера тех звезд сравнения, которые содержатся в каталоге BD :

Таблица 2

Номер исследуемой звезды по каталогу Глизе	Звезда сравнения (номер по каталогу BD)		Номер исследуемой звезды по каталогу Глизе	Звезда сравнения (номер по каталогу BD)	
	a	b		a	b
29.1	+34°103	+34°102	809	+61°2067	+61°2073
616.2	+55°1824	+55°1827	873	+43°4304	+43°4303
719	+51°2410	+51°2408	880	+15°4730	+15°4731

Для остальных звезд на фиг. 2 приведены карты окрестностей, на которых буквой v отмечены исследуемые звезды и буквами a, b — звезды сравнения.

Порядок, в котором велась регистрация отсчетов от исследуемой звезды v и звезд сравнения a и b , обычно был таким: $abvba$. При обра-



Фиг. 1. Кривая пропускания фильтра BG 12

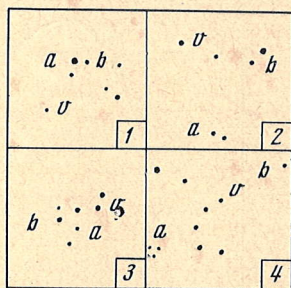
ботке каждого наблюдения из последовательно полученных разностей величин определялись средние значения Δm_a и Δm_b и их средние квадратичные ошибки

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (\Delta m - \overline{\Delta m})^2}{k(k-1)}},$$

где k — число разностей Δm_a и Δm_b , вошедших в определение среднего, — обычно было равно 3.

Моменты наблюдений (юлианские даты, приведенные к центру Солнца), разности звездных величин исследуемых звезд и звезд сравнения Δm_{B_a} , Δm_{B_b} , Δm_{V_a} , Δm_{V_b} в фильтрах B и V и $\Delta m_{B'a}$, $\Delta m_{B'b}$ в фильтре BG 12 и их средние квадратичные ошибки σ приведены в табл. 3—7. Индексы a и b означают, что разности даны по отношению к звездам сравнения a и b соответственно.

Для проверки постоянства звезд сравнения были также определены разности величин между ними Δm_{ab} . В результате было установлено, что



Фиг. 2. Карты окрестностей звезд

1 — Gliese 781; 2 — Gliese 815;
3 — Gliese 829; 4 — Gliese 875.1

звезда сравнения b звезды Gliese 809 непостоянна по блеску, так как разности Δm_{ab} колеблются в значительно больших пределах, чем разности Δm_a исследуемой звезды и звезды сравнения a .

Аналогичным путем искалось наличие изменений блеска исследуемых звезд. Были вычислены дисперсии

$$D(\Delta m_a) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Delta m_{ai} - \overline{\Delta m_a})^2,$$

$$D(\Delta m_b) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Delta m_{bi} - \overline{\Delta m_b})^2,$$

$$D(\Delta m_{ab}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\Delta m_{abi} - \overline{\Delta m_{ab}})^2,$$

где n — число наблюдений исследуемой звезды и $\overline{\Delta m_a}$, $\overline{\Delta m_b}$, $\overline{\Delta m_{ab}}$ — средние по всем наблюдениям разности величин. Очевидно, что если исследуемая звезда переменная, а обе звезды сравнения постоянные, то дисперсии $D(\Delta m_a)$ и $D(\Delta m_b)$ должны значительно превышать дисперсию $D(\Delta m_{ab})$.

Было найдено, что это действительно имеет место для BY Dra, FF And и Gliese 875.1. Для остальных звезд дисперсии $D(\Delta m_a)$ и $D(\Delta m_b)$ не столь велики и меньше отличаются от $D(\Delta m_{ab})$. Однако они превышают квадрат осредненной средней квадратичной ошибки одного наблюдения

$$\bar{\sigma}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_i^2$$

(за исключением Gliese 809), так что все же можно предполагать некоторое непостоянство блеска как исследуемых звезд, так и звезд сравнения.

J.D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
Gliese 29.1				
2441...		$\pm 0,008$		$\pm 0,009$
163,4982	+0,627	8	-0,022	7
164,5045	+0,686	14	+0,023	12
165,5074	+0,657	3	+0,019	2
167,5137	+0,642	5	-0,009	4
168,4916	+0,651	8	0,000	5
180,4931	+0,638	11	-0,022	5
182,5349	+0,622	4	-0,040	5
204,4420	+0,629	7	-0,021	7
221,5588	+0,605	7	-0,047	7
222,5658	+0,658	13	0,000	5
223,4658	+0,655	10	-0,022	10
224,4631	+0,700	14	+0,023	14
225,4680	+0,684	8	0,000	9
235,3543	+0,707	6	+0,033	13
236,2863	+0,654	6	-0,007	5
237,2828	+0,656	9	+0,003	7
238,2772	+0,682	4	+0,023	9
239,2703	+0,624	6	-0,016	6
241,2758	+0,630	2	-0,016	2
245,2744	+0,616	2	-0,031	7
246,2724	+0,692	2	+0,030	

Gliese 616.2

2441...		$\pm 0,024$		$\pm 0,008$
128,3175	+0,754	10	-0,333	14
130,3161	+0,782	4	-0,339	2
132,3326	+0,795	3	-0,307	2
133,3181	+0,760	8	-0,342	4
134,3166	+0,794	3	-0,312	1
158,3049	+0,756	3	-0,365	3
159,3056	+0,781	7	-0,332	6
160,3034	+0,773	12	-0,346	13
161,2992	+0,760	10	-0,340	8
162,2999	+0,777	11	-0,329	13
163,3034	+0,779	4	-0,325	4
164,2991	+0,771	8	-0,341	10
165,3269	+0,785	2	-0,319	4
166,3331	+0,769	7	-0,335	7
167,3269	+0,774	4	-0,330	7
168,3401	+0,764	7	-0,331	6
169,3733	+0,744	4	-0,347	4
170,2976	+0,751	4	-0,335	4
171,3289	+0,754	8	-0,330	9
172,3413	+0,764	2	-0,348	5
174,2878	+0,777	9	-0,336	4
176,2731	+0,778	2	-0,329	1
180,3209	+0,768	2	-0,331	

J. D.	Δm_{Bb}	σ_{Bb}	Δm_{Vb}	σ_{Vb}
Gliese 719				
2438...				
986,3603	+0,359	$\pm 0,015$	—	—
988,3790	+0,464	15	—	—
995,3224	+0,524	15	—	—
2439...				
009,2607	+0,351	10	+0,392	$\pm 0,010$
010,2753	+0,530	3	+0,538	3
012,3808	+0,273	4	+0,321	4
013,2648	+0,377	7	+0,403	2
018,2404	+0,563	8	—	—
019,2300	+0,402	10	+0,443	4
021,2668	+0,466	2	+0,494	1
022,2265	+0,552	4	+0,560	1
023,2147	+0,374	2	+0,404	5
024,3611	+0,331	15	+0,362	3
025,3549	+0,514	4	+0,515	5
026,3361	+0,509	5	+0,527	4
027,3604	+0,329	9	+0,367	4
028,3340	+0,350	2	+0,385	3
029,3527	+0,550	2	+0,543	1
030,3409	+0,485	8	+0,500	8
031,3117	+0,315	25	+0,364	10
032,3575	+0,391	9	+0,397	3
033,3721	+0,554	6	+0,550	6
034,3561	+0,446	2	+0,457	4
035,3352	+0,297	3	+0,336	5
039,2415	+0,288	8	+0,334	1
041,2641	+0,530	7	+0,555	2
045,2440	+0,518	3	+0,536	4
050,2091	+0,340	6	+0,377	2
052,2104	+0,490	2	+0,513	2
055,1941	+0,339	1	+0,386	3
056,2139	+0,529	3	+0,551	3
086,1796	+0,428	7	+0,474	1
101,1662	+0,374	2	+0,411	1
102,1820	+0,558	5	+0,559	6
105,1778	+0,407	8	+0,437	7
109,1965	+0,468	7	+0,483	8
250,4403	+0,387	16	+0,388	4
251,4653	+0,616	13	+0,569	12
252,4556	+0,590	4	+0,594	4
253,4424	+0,441	4	+0,474	3
254,4306	+0,410	3	+0,467	3
301,3203	+0,515	2	+0,521	3
302,3154	+0,543	5	+0,544	4
304,3029	+0,450	4	+0,471	4
313,3002	+0,560	2	+0,552	2
314,2919	+0,509	5	+0,532	2
324,2897	+0,542	1	+0,533	2
328,3043	+0,542	4	+0,551	1

Таблица 4 (продолжение)

Ж. Д.	Δm_{Bb}	σ_{Bb}	Δm_{Vb}	σ_{Vb}
2439...				
330,3050	+0,475	$\pm 0,003$	+0,506	$\pm 0,002$
334,2994	+0,452	10	+0,489	4
335,3564	+0,511	3	+0,534	5
336,2897	+0,562	3	+0,565	4
337,2939	+0,546	13	+0,543	3
341,2840	+0,510	10	+0,533	1
342,2827	+0,478	2	+0,501	2
343,2799	+0,536	6	+0,539	1
346,2812	+0,486	1	+0,514	5
351,3687	+0,532	1	+0,545	3
425,1941	+0,503	4	+0,530	3
428,1636	+0,522	10	+0,553	3
434,1869	+0,515	1	+0,532	1
435,1841	+0,516	3	+0,541	3
436,1536	+0,530	1	+0,552	2
437,1597	+0,513	1	+0,538	8
438,1590	+0,510	4	+0,528	3
439,1486	+0,521	5	+0,547	5
441,1535	+0,511	7	+0,527	2
442,1624	+0,490	2	+0,552	7
443,1603	+0,547	1	+0,559	1
447,1638	+0,538	6	+0,576	6
449,1402	+0,521	1	+0,536	5
466,1461	+0,560	2	+0,570	1
625,5149	+0,460	2	+0,485	3
626,5253	+0,496	4	+0,504	1
627,5211	+0,433	3	+0,450	5
628,5281	+0,424	11	+0,443	5
934,5064	+0,288	7	+0,331	2
935,4162	+0,305	2	+0,344	2
968,4137	+0,319	12	+0,358	1
971,3944	+0,356	7	+0,376	2
973,3909	+0,296	7	+0,332	5
976,3812	+0,332	3	+0,356	6
981,3792	+0,290	6	+0,329	4
2440...				
760,4167	+0,085	10	+0,163	10
762,3875	+0,064	11	+0,140	8
764,3918	+0,112	12	+0,181	11
783,4890	+0,036	9	+0,175	9
784,5112	+0,093	10	+0,168	12
789,5196	+0,096	8	+0,160	11
790,4737	+0,057	11	+0,152	10

Чтобы оценить амплитуду этих изменений, были вычислены следующие величины:

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

$$\delta m_b = \sqrt{D(\Delta m_b) - \bar{\sigma}_b^2},$$

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

значения которых приведены в табл. 8.

J. D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
Gliese 719				
2441...		$\pm 0,011$		$\pm 0,011$
126,3500	+0,510	5	+0,135	4
127,3042	+0,557	8	+0,175	7
128,3035	+0,483	2	+0,100	6
130,3022	+0,508	2	+0,134	1
132,3661	+0,485	2	+0,096	4
133,3043	+0,457	4	+0,090	6
134,3022	+0,534	2	+0,166	3
158,2932	+0,528	1	+0,158	3
159,3209	+0,479	3	+0,100	1
160,3203	+0,496	3	+0,113	4
161,2855	+0,548	2	+0,181	3
162,2890	+0,519	5	+0,146	6
163,2911	+0,480	4	+0,093	2
164,2876	+0,504	5	+0,128	4
165,3438	+0,540	2	+0,170	2
166,3479	+0,509	4	+0,130	2
167,3424	+0,481	1	+0,095	3
168,3537	+0,521	2	+0,135	3
169,3938	+0,533	3	+0,159	4
170,3299	+0,497	4	+0,123	2
171,3465	+0,490	1	+0,118	1
172,3577	+0,531	1	+0,155	1
174,3243	+0,496	4	+0,125	4
176,2889	+0,544	5	+0,179	1
180,3402	+0,542	1	+0,171	2
182,2748	+0,487	4	+0,118	4
194,2740	+0,516	3	+0,139	1
195,2733	+0,549	6	+0,172	7
227,2106	+0,524	5	+0,149	5
235,1979	+0,518	6	+0,127	6
236,1903	+0,511	2	+0,140	2
239,1896	+0,498	3	+0,125	3
240,1979	+0,503	2	+0,127	4
241,1786	+0,559	2	+0,169	2
245,1833	+0,561	6	+0,173	5
246,1840	+0,525		+0,146	
Gliese 781				
2441...		$\pm 0,009$		$\pm 0,010$
127,3480	+1,484	21	+1,197	16
128,4126	+1,463	14	+1,185	14
130,4084	+1,466	12	+1,193	13
132,4078	+1,488	11	+1,217	9
133,4169	+1,477	15	+1,192	16
134,4156	+1,457	4	+1,191	8
158,3321	+1,456	9	+1,191	9
159,3432	+1,450	14	+1,175	14
160,3418	+1,419	11	+1,145	11
161,3259	+1,478	22	+1,211	16
162,3217	+1,462		+1,182	

Таблица 5 (продолжение)

J. D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
2441...				
163,4280	+1,422	6	+1,145	9
164,4482	+1,484	13	+1,196	14
165,4566	+1,440	15	+1,169	16
166,4718	+1,458	22	+1,165	13
167,4718	+1,497	20	+1,216	16
Gliese 809				
2441...				
184,2638	+0,515	$\pm 0,001$	-0,160	$\pm 0,002$
186,3145	+0,504	4	-0,190	3
188,2813	+0,503	4	-0,189	1
190,4424	+0,519	2	-0,180	2
200,2515	+0,510	12	—	—
,2619	+0,510	7	—	—
,2730	+0,513	7	—	—
,2841	+0,494	10	—	—
,2966	+0,502	12	-0,183	12
,3091	+0,505	3	—	—
,3209	+0,501	2	—	—
,3321	+0,509	10	—	—
,3425	+0,503	6	—	—
,3564	+0,511	1	—	—
,3709	+0,496	16	—	—
,3848	+0,522	15	—	—
,3980	+0,520	6	—	—
,4112	+0,509	2	—	—
204,2383	+0,508	1	-0,133	1
,2508	+0,507	5	-0,133	5
,2640	+0,511	1	-0,121	1
,2772	+0,511	5	-0,127	5
227,2545	+0,517	8	-0,176	8
Gliese 815				
2441...				
127,3347	+0,790	$\pm 0,012$	+0,259	$\pm 0,012$
128,4328	+0,790	3	+0,270	2
130,4329	+0,796	1	+0,268	5
132,4441	+0,809	9	+0,294	5
133,4379	+0,814	2	+0,285	6
134,4372	+0,788	4	+0,277	4
158,4514	+0,840	2	+0,311	5
159,4611	+0,805	9	+0,286	4
160,4688	+0,770	6	+0,255	6
161,4661	+0,808	6	+0,279	3
162,4682	+0,805	4	+0,285	6
163,4480	+0,791	2	+0,282	2
164,3169	+0,773	6	+0,261	7
165,3599	+0,811	4	+0,283	10
166,3641	+0,798	7	+0,274	9
167,3600	+0,791	4	+0,278	4
168,3809	+0,814	5	+0,294	5
174,3080	+0,809	4	+0,282	5
176,5213	+0,794	3	+0,275	7

Таблица 5 (окончание)

J. D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
2441..				
180,4560	+0,805	10	+0,277	15
182,3869	+0,810	2	+0,295	8
184,2811	+0,803	6	+0,289	4
190,3756	+0,805	3	+0,285	2
,3867	+0,809	5	+0,270	7
,3978	+0,816	11	+0,280	8
,4041	+0,793	2	+0,263	4
,4312	+0,797	4	+0,272	5
,4590	+0,819	10	+0,277	6
,4909	+0,801	7	+0,277	7
192,2680	—	—	+0,282	5
,3117	—	—	+0,293	2
194,2478	—	—	+0,276	4
,2999	—	—	+0,274	4
,3103	—	—	+0,287	3
,3201	—	—	+0,286	5
,3298	—	—	+0,282	2
,3395	—	—	+0,284	8
,3978	—	—	+0,277	3
,4076	—	—	+0,281	2
,4166	—	—	+0,283	2
,4263	—	—	+0,280	5
,4374	—	—	+0,284	1
,4472	—	—	+0,275	3
,4569	—	—	+0,285	2
,4659	—	—	+0,268	3
,4756	—	—	+0,276	4
,4860	—	—	+0,276	7
,4972	—	—	+0,275	8
,5048	—	—	+0,261	7
195,2520	—	—	+0,283	7
,3006	—	—	+0,261	3
,3103	—	—	+0,282	9
,3263	—	—	+0,283	4
,3367	—	—	+0,273	7
,3472	—	—	+0,277	3
,3569	—	—	+0,290	1
,3666	—	—	+0,277	5
,3798	—	—	+0,277	2
,3923	—	—	+0,283	5
196,2485	—	—	+0,275	16
,2611	—	—	+0,273	6
,2756	—	—	+0,272	4
,2916	—	—	+0,269	2
,3076	—	—	+0,267	1
,3235	—	—	+0,272	1
,3395	—	—	+0,277	7
,3555	—	—	+0,283	2
,3726	—	—	+0,276	6
,3895	—	—	+0,285	1
,4069	—	—	+0,267	2
,4235	—	—	+0,276	7
,4423	—	—	+0,271	11
,4583	—	—	+0,260	7
,4756	—	—	+0,261	6

Таблица 6

J. D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
Gliese 829				
2441...				
184,4001	+0,503	$\pm 0,005$	-0,423	$\pm 0,007$
188,3605	+0,502	11	—	—
190,4188	+0,498	2	-0,425	6
223,4487	+0,519	12	-0,444	2
224,4216	+0,534	5	-0,422	6
225,4299	+0,502	14	—	—
235,3074	+0,502	2	-0,412	4
236,2580	+0,523	7	-0,387	7
237,2544	+0,511	8	-0,403	7
238,2557	+0,497	2	-0,411	2
239,2438	+0,507	1	-0,394	2
240,2721	+0,523	8	-0,409	2
241,2054	+0,507	2	-0,404	2
245,2379	+0,509	8	-0,408	9
246,2003	+0,505	3	-0,404	9

Таблица 7

J. D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
Gliese 873				
2440...				
473,3639	+0,532	$\pm 0,004$	+0,076	$\pm 0,005$
475,3424	+0,580	7	+0,100	7
476,3932	+0,581	6	+0,094	4
4467	+0,572	7	+0,085	3
477,3814	+0,507	11	+0,051	5
478,3815	+0,579	9	+0,101	6
823,4204	+0,592	13	+0,137	11
828,4199	+0,614	9	+0,147	10
829,4122	+0,557	3	+0,085	3
830,4074	+0,527	12	+0,076	5
2441...				
127,4462	+0,565	11	+0,094	9
128,4448	+0,572	5	+0,124	6
130,4456	+0,541	10	+0,094	9
132,4270	+0,559	6	+0,122	7
133,4506	+0,613	8	+0,145	3
134,4493	+0,564	7	+0,119	4
158,4624	+0,588	5	+0,111	2
159,4732	+0,606	9	+0,130	9
160,4802	+0,571	9	+0,096	8
163,4609	+0,598	5	+0,143	6
164,4672	+0,593	3	+0,119	6
165,4742	+0,569	5	+0,097	6
166,4881	+0,569	3	+0,095	3
167,3847	+0,586	4	+0,119	1
168,4681	+0,572	9	+0,130	8
206,3925	+0,579	2	+0,113	2

Таблица 7 (продолжение)

J. D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
2444...				
207,3925	+0,607	2	+0,132	2
241,4863	+0,601	10	+0,133	10
242,2780	+0,594	7	+0,121	7
243,3420	+0,588	3	+0,090	3
247,4087	+0,561	2	+0,115	2
248,2732	+0,588	2	+0,033	2
221,3857	+0,575	2	+0,125	2
222,3871	+0,571	2	+0,110	2
235,2392	+0,583	1	+0,102	1
236,2066	+0,561	4	+0,098	6
237,2407	+0,546	2	+0,030	3
238,2470	+0,568	3	+0,098	3
239,2058	+0,554	8	+0,103	6
240,2420	+0,558	7	+0,095	8
241,2447	+0,568	3	+0,118	2
245,1974	+0,554	4	+0,096	2
246,2489	+0,564	3	+0,107	4
247,2536	+0,553	12	+0,086	12
249,2571	+0,584	10	+0,037	10
Gliese 875.1				
2444...				
127,4671	+0,720	$\pm 0,003$	+0,367	$\pm 0,003$
128,4678	+0,724	21	+0,354	21
130,4666	+0,683	16	—	—
132,4590	+0,760	19	+0,360	19
133,4661	+0,616:	—	+0,249:	—
134,4654	+0,776	10	+0,421	10
158,4879	+0,706	25	+0,334	18
159,4956	+0,741	13	+0,358	15
160,5040	+0,780	6	+0,399	10
161,5005	+0,688	4	+0,291	8
162,4999	+0,773	5	+0,392	4
163,4792	+0,728	20	+0,362	25
164,4861	+0,744	12	+0,366	9
165,4925	+0,802	4	+0,424	4
167,4981	+0,780	12	+0,396	5
168,5252	+0,779	15	+0,379	8
180,4758	+0,776	10	+0,399	8
182,4093	+0,730	8	+0,347	7
184,4108	+0,676	18	+0,298	14
194,5249	+0,701	15	+0,314	13
196,5028	+0,745	11	+0,360	13
223,4299	+0,788	5	+0,398	13
224,4430	+0,810	16	+0,441	17
225,4898	+0,657	24	—	—
235,2210	+0,676	8	+0,306	8
236,2342	+0,773	9	+0,407	8
237,2328	+0,684	7	+0,307	7
238,2376	+0,672	11	+0,283	10
239,2266	+0,795	6	+0,441	6

Т а б л и ц а 7 (окончание)

J. D.	$\Delta m_{B'a}$	σ_a	$\Delta m_{B'b}$	σ_b
2441...				
240,2396	+0,674	9	+0,303	7
241,2262	+0,799	5	+0,419	10
245,2164	+0,646	7	+0,276	3
246,2399	+0,772	5	+0,408	2

Gliese 880

2441...				
204,3073	-0,534	$\pm 0,005$	-1,046	$\pm 0,005$
225,4502	—	—	-1,086	9
235,3312	-0,538	13	-1,063	12
236,2722	-0,561	6	-1,101	8
237,2686	-0,553	3	-1,087	2
238,2651	-0,534	3	-1,075	7
239,2575	-0,531	3	-1,062	2
240,2859	-0,546	3	-1,084	3
241,2622	-0,537	4	-1,070	4
245,2544	-0,531	2	-1,072	6
246,2564	-0,529	6	-1,072	6

Т а б л и ц а 8

Номер по Глизе	δm_a	δm_b	δm_{ab}	Номер по Глизе	δm_a	δm_b	δm_{ab}
29.1 (FF And)	0,027	0,021	0,009	815	0,011	0,009	0,006
616.2	0,010	0,010	0,007	829	0,007	0,013	0,017
719 (BY Dra) *	0,025	0,026	0,006	873 (EV Lac)	0,017	0,015	0,013
781	0,016	0,016	0,000	875.1	0,045	0,044	0,000
809	0,000	—	—	880	0,008	0,013	0,007

* Только для наблюдений 1971 г.

Из данных табл. 8 следует, что, за исключением FF And, BY Dra, Gliese 875.1, возможные изменения блеска остальных исследуемых звезд не превышают $0,^m01 - 0,^m02$. Эти изменения блеска приблизительно такие же по величине, как и у звезд сравнения, и не исключено, что те и другие вызваны различиями экстинкции для сравниваемых звезд, связанными с различиями их цветов и изменяющимися от ночи к ночи.

3. Результаты определения периодов

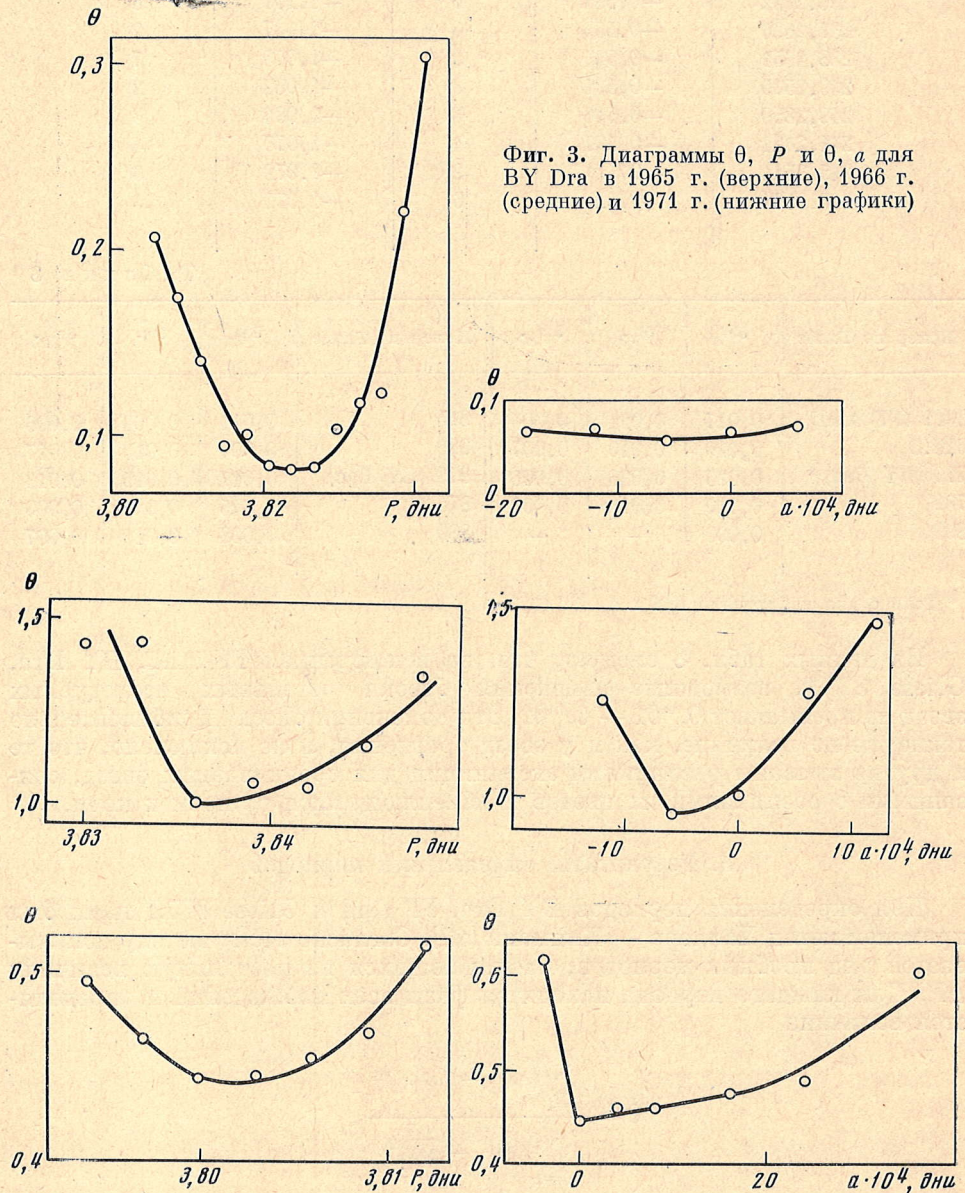
Для определения периодов BY Dra, FF And и Gliese 875.1 нами был применен метод Лафлера — Кинмана [12]. Согласно этому методу испытывается ряд пробных периодов, различающихся на постоянную величину ΔP . Для каждого периода находят фазы всех наблюдений и определяется величина

$$\theta = \frac{\sum_{i=1}^n (\Delta m_i - \Delta m_{i+1})^2}{\sum_{i=1}^n (\Delta m_i - \overline{\Delta m})^2},$$

где n — число наблюдений, Δm_i — разности величин переменной и звезды сравнения, расположенные в порядке увеличения фаз, и Δm — среднее по всем наблюдениям значение этих разностей. Затем строится график зависимости θ от P . Наиболее вероятным считается то значение периода, которому соответствует наименьшее значение θ .

В нашем распоряжении были разности Δm_i как по отношению к одной звезде сравнения, так и другой или разности по отношению к одной звезде сравнения в синем и желтом фильтрах. Поэтому для каждого значения P мы получали два значения θ и брали среднее из них.

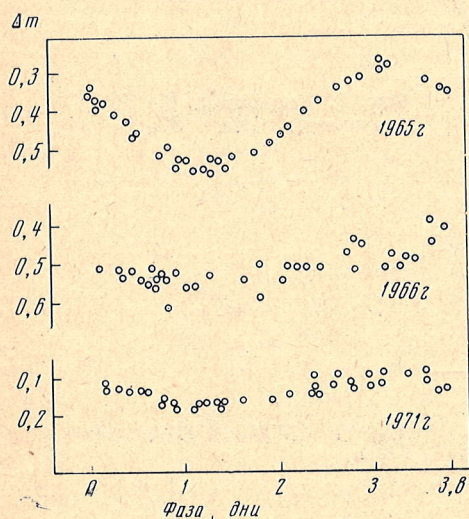
VY Dra. Для этой звезды нами получены довольно большие ряды наблюдений в 1965, 1966 и 1971 гг. и меньшие ряды в 1967, 1968 и 1970 гг. На фиг. 3 представлены зависимости θ от P для 1965, 1966 и 1971 гг. Выведенные из них наиболее вероятные значения P приведены в табл. 9. Ошибки в определении P , по-видимому, не превышают 0,003 дня. Различия значений P для этих трех сезонов превышают ошибки. В табл. 9



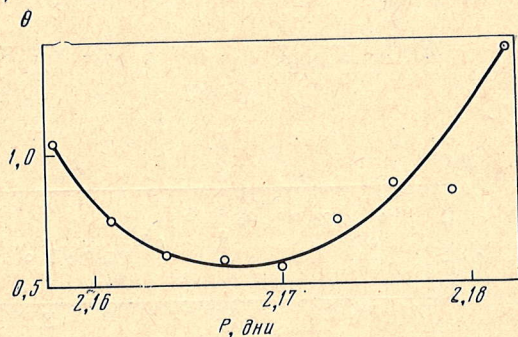
Фиг. 3. Диаграммы θ , P и θ , a для VY Dra в 1965 г. (верхние), 1966 г. (средние) и 1971 г. (нижние графики)

кроме значений периода, полученных с помощью метода Лафлера — Кинмана, приведены значения, найденные по эпохам минимума в соседние сезоны наблюдений. Таким образом, наблюдения 1967, 1968 и 1970 гг. также показывают, что период ВУ Дра изменяется.

Кшеминский [4] построил кривые блеска ВУ Дра по нашим наблюдениям 1965—1966 гг. и по своим наблюдениям 1967 г., используя значение периода, равное 3,836 дня. Он пришел к выводу, что кривая 1967 г. смещена по фазе относительно кривой 1965—1966 гг. Однако, согласно нашему исследованию, изменяется не фаза, а период. Значение 3,836 дня справедливо для наблюдений 1966 г., но в дальнейшем с 1966 по 1970 г. период систематически уменьшался.



Фиг. 4. Кривые блеска ВУ Дра



Фиг. 5. Диаграмма θ , P для FF And

Мы попытались также обнаружить из наших данных свидетельства изменения периода в течение одного сезона наблюдений. Предполагая, что изменение периода может быть описано выражением

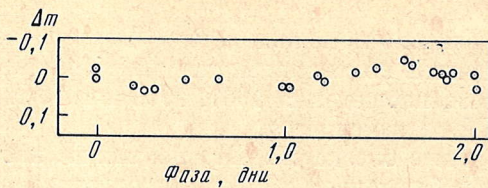
$$P = \bar{P} \pm aN,$$

где \bar{P} — средний период и $2N$ — число эпох для данного сезона, мы вычислили для сезонов 1965, 1966 и 1971 гг. зависимости θ от a , приведенные на фиг. 3. В качестве \bar{P} брались значения, полученные с помощью метода Лафлера — Кинмана. Для сезонов 1965 и 1971 гг. зависимость θ от a получилась пологой, а для сезона 1966 г. — довольно крутой, так что наиболее вероятным для этого сезона представляется значение $a = -0,0006$ дня (этому значению a соответствует наименьшее значение θ).

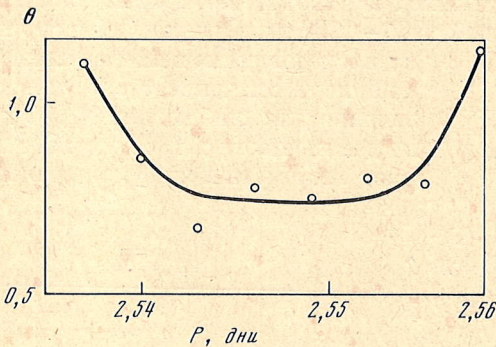
Четыре других значения a , приведенные в табл. 9, были найдены путем сравнения значений P , полученных в соседние сезоны наблюдений.

Таблица 9

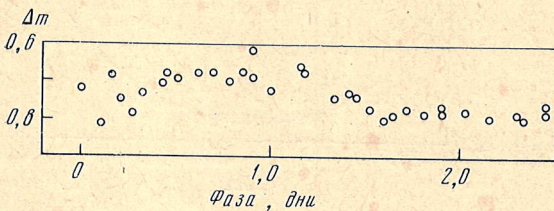
Годы	Эпохи минимумов J. D. 2438000 +	\bar{P} , дни	$a \cdot 10^4$, дни	Δm	$(\bar{V} - V)$
1965	995,1—1102,3	3,824	—	+0,43	+1,24
1965—1966	1102,3—1252,0	3,838	+2,6	—	—
1966	1252,0—1466,7	3,836	-6,0	+0,51	+1,24
1966—1967	1466,7—1626,5	3,805	-6,3	+0,45	+1,24
1967—1968	1626,5—1972,0	3,797	-3,2	+0,31	+1,23
1970—1971	2764,4—3127,3	3,780	+2,4	+0,09	+1,18
1971	3127,3—3241,2	3,803	—	+0,14	+1,17



Фиг. 6. Кривая блеска FF And



Фиг. 7. Диаграмма θ , P для звезды Gliese 875.1



Фиг. 8. Кривая блеска Gliese 875.1

В табл. 9 приведены также средние значения разностей величин между BY Dra и звездой сравнения b и среднего показателя цвета BY Dra ($B - V$).

На фиг. 4 даны кривые блеска BY Dra для сезонов 1965, 1966 и 1974 гг. FF And. Эта звезда наблюдалась нами в 1971 г. Согласно фиг. 5 период изменения ее блеска составляет 2,170 дня. Это согласуется с таким же значением, полученным Кшеминским [4] для сезонов 1966 и 1967 гг. Кривая блеска FF And по нашим наблюдениям приведена на фиг. 6.

Gliese 875.1. Кшеминским и Крафтом [7] по наблюдениям этой звезды 1966 г. был найден период 4,65 дня. По наблюдениям 1967 г. это значение периода не подтвердилось, но было найдено, что период составляет около 2 дней [4]. Мы наблюдали эту звезду в 1971 г. Согласно фиг. 7 период составляет 2,549 дня. Кривая блеска по нашим наблюдениям представлена на фиг. 8.

4. Вспышечная активность

В процессе наблюдений часть времени была нами уделена непрерывному патрулированию рассматриваемых звезд. Число часов, затраченных в 1971 г. на патрулирование, было распределено по звездам следующим образом:

Gliese	29.1	719	781	803	815	829	875,1	880
Часы	10,7	30,9	21,8	6,7	16,6	4,9	7,2	2,9

Кроме того, проводилось патрулирование Gliese 719 в 1965 г. в течение 17,8 час. В 1965 г. для патрулирования использовался фильтр B , а в 1971 г. — фильтр BG 12.

Номер звезды (по Глизе)	Дата, 1971 г.	Время максима, UT	$\frac{I_f - I_0}{I_0}$	σ	P_B , мин
719	5.VIII	21 ^h 34 ^m ,0	0,10	0,004	1,90
	16.VIII	21 33 ,7	0,86	0,004	6,50
781	30.VII	20 31 ,7	0,22	0,03	0,18
	31.VII	20 10 ,2	0,21	0,03	0,35
815	6.VIII *	~19 24	>0,08	0,006	>0,2
	24.VIII	~18 05 **	>0,20	0,006	>2,9
875,1	30.VIII	20 14 ,6	0,16	0,006	1,20
	31.VIII	00 59 ,3	0,18	0,02	0,03

* Наблюдалась только часть вспышки.

** Наблюдения вспышки начаты после ее максимума.

В результате патрулирования, а также во время определения разностей величин исследуемых звезд и звезд сравнения было зарегистрировано восемь вспышек. В табл. 10 приведено время максимумов этих вспышек, их потоки $(I_f - I_0)/I_0$ в максимуме, выраженные в единицах потока от звезды в ее нормальном состоянии, средние квадратичные ошибки σ потока I_0 и величины

$$P_B = \int \frac{I_f(t) - I_0}{I_0} dt.$$

Световые кривые вспышек приведены на фиг. 9—12.

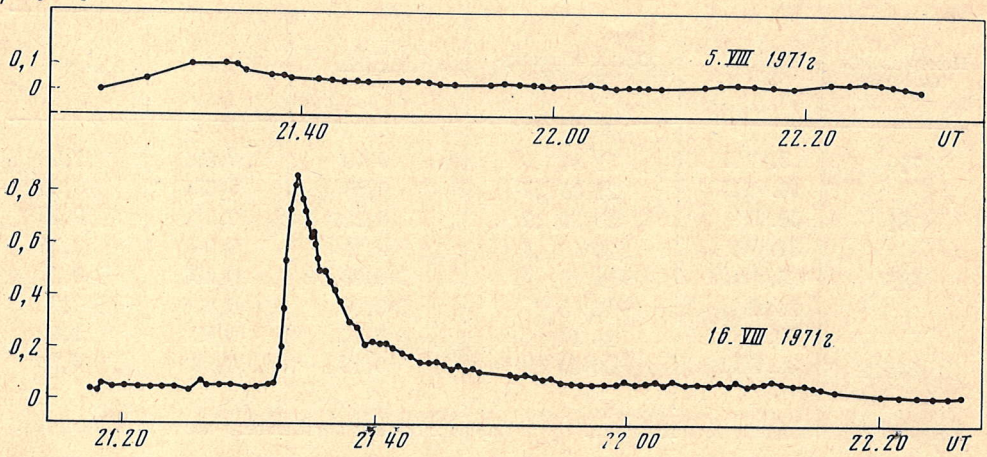
Результаты непрерывных фотоэлектрических наблюдений Gliese 873 (EV Lac), проводившихся в 1971 г. по кооперативной программе, опубликованы отдельно [13].

5. Обсуждение результатов

Рассмотрим соотношение между изменениями периода, среднего блеска и показателя цвета VY Dra и дадим возможную интерпретацию этого соотношения. Как видно из фиг. 13, в 1965—1966 гг. средний блеск звезды был наименьшим и цвет наиболее красным. С 1965—1966 гг. по 1970 г. изменения среднего блеска и показателя цвета происходили так, как если бы увеличивалась только эффективная температура звезды. Если предполагать распределение энергии в спектре планковским, то наблюдаемому изменению среднего блеска на $0^m,4$ должно соответствовать изменение показателя цвета $(B - V)$ на $0^m,11$. В действительности показатель цвета изменяется на $0^m,07$, однако известно, что у красных карликов вследствие усиления полос окиси титана, происходящего при уменьшении температуры, показатель цвета $(B - V)$ изменяется меньше, чем для планковского распределения при той же разности температур.

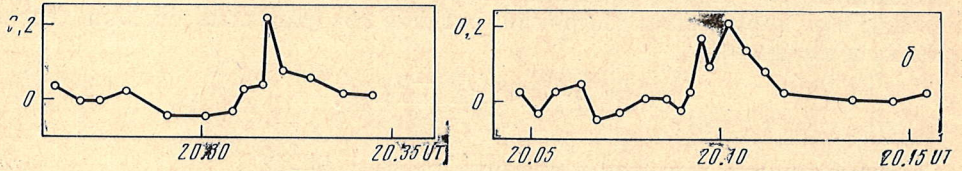
В рамках предлагаемой нами гипотезы наблюдаемое соотношение между изменениями среднего блеска и показателя цвета VY Dra может быть объяснено либо изменением общей площади пятна, либо изменением его эффективной температуры. То и другое можно объединить общим понятием изменения пятнообразовательной активности. Тот факт, что амплитуда изменения блеска VY Dra в 1965 г. была большой, в 1966 г. — малой, а средний блеск в оба эти сезона достигал минимума (см. фиг. 4, 13), показывает, что пятнообразование может носить как локальный характер, так и охватывать по долготе почти всю звезду. Таким образом, мы считаем, что в 1965—1966 гг. был максимум пятнообразовательной активности VY Dra, а в 1970 г. — минимум. В 1961 г. средний блеск звезды начал

$$(I_f - I_0) / I_0$$



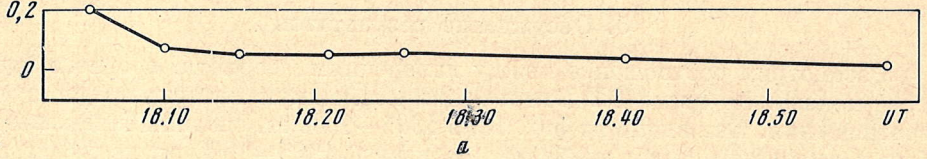
Фиг. 9. Вспышки VY Dra

$$(I_f - I_0) / I_0$$

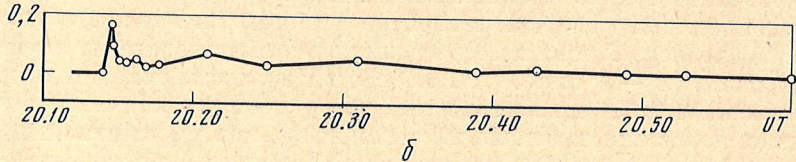


Фиг. 10. Вспышка Gliese 784 30.VII 1974 г. (a) и 31.VII (б) 1974 г.

$$(I_f - I_0) / I_0$$

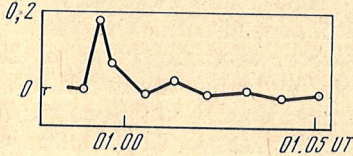


$$(I_f - I_0) / I_0$$



Фиг. 11. Вспышка Gliese 815 24.VIII 1971 г. (a) и 30.VIII 1971 г. (б)

$$(I_f - I_0) / I_0$$



Фиг. 12. Вспышка Gliese 875.1 31.VIII 1971 г.

уменьшаться. Это указывает на циклический характер изменений, происходящих со звездой, причем продолжительность цикла, по предварительной оценке составляет около 8—9 лет.

В пользу предположения о том, что сходные условия во внешних слоях атмосфер вызывают неоднородности поверхностных яркостей ВУ Дра и Солнца и связанные с ними периодические колебания блеска, говорит, помимо, и то, что периоды этих колебаний и у Солнца и у ВУ Дра подвержены изменениям. Согласно фиг. 13 изменения периода и среднего блеска ВУ Дра происходят в антифазе. Следуя предлагаемой нами интерпретации изменений среднего блеска ВУ Дра, мы можем сказать, что изменение периода этой звезды происходит в фазе с ее пятнообразовательной активностью. Период изменений блеска Солнца, согласно [9], достигает наибольшего значения приблизительно через два года после максимума активности, затем в течение трех лет падает, а затем снова начинает возрастать.

Из известных сейчас переменных звезд очень похожа на ВУ Дра только одна, а именно СС Егг. Средний блеск ее, согласно Эвансу [2, 3], постоянен. Ее фотометрический период, по-видимому, также изменяется, хотя Эванс, приписывая ей постоянный период, равный спектральному, рассматривал наблюдавшиеся различия в световой кривой как сдвиг фазы.

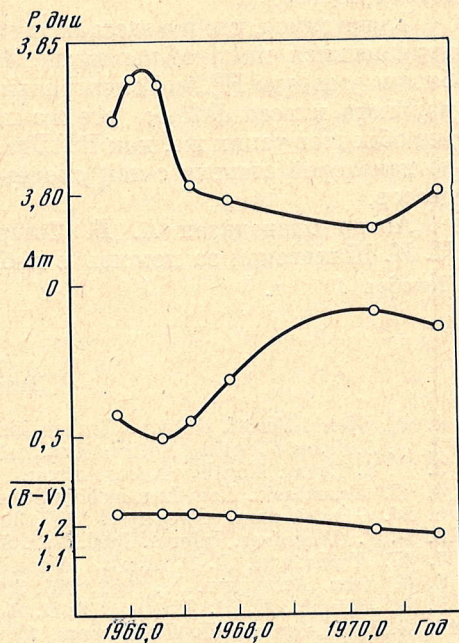
Изучаемая нами переменная FF Анд имеет, вероятно, постоянный период и в этом смысле отличается от ВУ Дра. Что касается Gliese 875.1, то для нее получено пока еще недостаточно наблюдений. Необходимо проверить, постоянны ли у нее период и средний блеск.

Как уже отмечалось, у ВУ Дра и Gliese 875.1 нами зарегистрирована вспышечная активность. Поэтому возникает вопрос о связи звезд типа ВУ Дра со звездами типа UV Cet.

Прежде всего нужно отметить, что вспышечная активность у ВУ Дра выражена слабее, чем у звезд типа UV Cet. Помимо описанных здесь, наблюдения этой звезды проводились также Мазани и др. [14] в 1954 г. в течение 3 час, Чугайновым [15] в 1960 г. в течение 33,9 час, Кристалди и Родоно [16] в 1967—1968 гг. в течение 99,4 час. Таким образом, в течение в общей сложности 186 час было зарегистрировано всего три вспышки. Однако нетрудно оценить, что средняя энергия, выделяемая одной вспышкой ВУ Дра, примерно на порядок превышает энергию одной вспышки обычной звезды типа UV Cet. Поэтому по энергии вспышечной активности, выделяемой в единицу времени, ВУ Дра не уступает звездам типа UV Cet.

Отличия звезд типа UV Cet от переменных типа ВУ Дра следующие: 1) звезды типа UV Cet имеют спектральные классы M3 — M4 Ve, в то время как спектральный класс ВУ Дра и СС Егг у обеих K7 Ve; 2) вспышечная активность звезд типа UV Cet не обязательно ассоциируется с периодическими изменениями блеска, присущими звездам типа ВУ Дра.

Изменения блеска иные, чем вспышечная активность, по-видимому, имеются у вспыхивающей звезды Gliese 873 (EV Lac), которую можно счи-



Фиг. 13. Изменения периода, среднего блеска и среднего показателя цвета ВУ Дра

тать прототипом звезд типа UV Cet. Наблюдения, полученные по кооперативной программе в сентябре 1971 г. [13], показывают, что уровень ее невозмущенного излучения (вне вспышек) изменяется в небольших пределах от ночи к ночи. За период с июня по сентябрь 1971 г. наши наблюдения (см. табл. 7) дают некоторое указание на наличие периода изменений невозмущенного блеска этой звезды около 5 дней. Однако по наблюдениям в октябре 1971 г. эта периодичность не подтверждается. Возможно, эти изменения блеска отражают наличие пятна на поверхности вращающейся звезды, но, если это так, пятно выражено значительно слабее, чем у BY Dra. Из данных, приведенных в табл. 7, можно также заключить, что средний блеск этой звезды оставался постоянным в течение 3 лет, с 1969 по 1971 г.

То же самое, что и о звездах типа UV Cet, можно сказать и об остальных изучавшихся нами М-карликах. Но наличие периодических изменений блеска у звезды FF And спектрального класса dM0e и у Gliese 875.1 спектрального класса dM3,5e все же показывает, что если среди М-карликов нет объектов таких же, как BY Dra, то среди них определенно есть звезды, до некоторой степени с ней сходные в смысле происходящих на них процессов.

Автор благодарен А. Б. Северному за ряд полезных замечаний и Н. И. Шаховской за помощь в наблюдениях.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. W. Gliese. Veroff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg, 1969, № 22.
2. D. S. Evans. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 526.
3. D. S. Evans. Monthly Notes Astron. Soc. South Africa, 1964, 23, 68.
4. W. Krzeminski. Low Luminosity Stars. Gordon a. Breach., 1969, p. 57.
5. M. Gabriel. Ann. astrophys., 1967, 30, 745.
6. P. F. Chugainov. Inform. Bull. Var. Stars., 1966, № 122.
7. W. Krzeminski, R. P. Kraft. Astron. J., 1967, 72, 307.
8. G. Kron. Astrophys. J., 1952, 115, 301.
9. R. Albrecht, H. M. Maitzen, K. D. Rakos. Astron. and Astrophys., 1969, 3, 236.
10. Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопов, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина и др. Общий каталог переменных звезд. М., «Наука», 1969.
11. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 215.
12. J. Lafler, T. D. Kinman. Astrophys. J. Suppl., 1965, 11, 216.
13. P. F. Chugainov. A. N. Kulapova, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars, 1972, № 616.
14. A. Masani, P. Broglia, E. Pestarino. Contrib. Osserv. Milano — Merate, Nuov. Ser., 1955, № 59.
15. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 171.
16. S. Cristaldi, M. Rodono. Astron. and Astrophys. Suppl., 1970, 2, 223.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ ЕЕ Peg

Т. М. Рачковская

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией 15 и 36 Å/мм, изучен спектр главной компоненты затменно-переменной системы ЕЕ Peg в интервале длин волн $\lambda\lambda 3700-4600$ Å. Полученные значения спектрального класса (A3) и абсолютной визуальной величины ($M_V = +1^m,8$) показывают, что главная компонента ЕЕ Peg является звездой главной последовательности, которая обладает синхронностью осевого и орбитального вращений ($v \sin i = 37$ км/сек и $v_{\text{синхр}} = 38$ км/сек).

Проведен анализ атмосферы ЕЕ Peg методом кривой роста. В качестве теоретической кривой использовалась кривая роста Врубеля. В результате определены параметры звезды:

- 1) турбулентная скорость $v_t = 4,2$ км/сек;
- 2) температура возбуждения T_B (Fe I, Ti II) = 7300°;
- 3) электронное давление по линиям железа $\lg P_e$ (Fe) = 1,65;
- 4) обилие элементов Fe, Ca и Ti.

Величины турбулентной скорости v_t и электронного давления $\lg P_e$, найденные для ЕЕ Peg, находятся в пределах этих величин для звезд главной последовательности.

Сравнение содержания элементов Ca и Ti в атмосфере ЕЕ Peg с их содержанием на Солнце не показывает существенных различий, тогда как железа, по-видимому, несколько меньше.

SPECTROSCOPY OF EE PEG, by T. M. Račkovskaja. — A spectrum of the primary component of the eclipsing-variable system EE Peg has been studied using the spectrograms with dispersions 15 and 36 Å/mm within the interval $\lambda\lambda 3700-4600$ Å. The primary component EE Peg lies on the main sequence (Sp = A3; $M_V = +1^m, 8$) and possibly possesses the axial — orbital synchronism [$v \sin i = 37$ km/sec; $v_{\text{syn}} = 38$ km/sec).

The EE Peg atmosphere is analysed by the curve of growth method. The Wrubel's curve of growth was used as the theoretical curve. The following parameters of the stellar atmospheres were obtained:

- 1) the turbulent velocity $v_t = 4.2$ km/sec;
- 2) the excitation temperature T_B (Fe I, Ti II) = 7300°;
- 3) the electron pressure (from iron lines) $\lg P_e$ (Fe) = 1.65.
- 4) the abundance of elements Fe, Ca, Ti.

The turbulent velocity and the electron pressure are inside the range of these values for the main sequence stars. The abundance of Ca and Ti in the atmosphere EE Peg and of the Sun is probably the same. The iron abundance in EE Peg is somewhat less than in the Sun.

ЕЕ Peg — затменно-переменная система типа Алголя, состоящая из компонент разных спектральных классов. Главная компонента, согласно нашим определениям, имеет спектральный класс А3; уверенного определения спектрального класса вторичной компоненты нет, но фотометрические наблюдения указывают, что он может быть оценен как F4. В табл. 1 приведены некоторые характеристики этой системы, которые взяты из [1—3].

В результате фотографирования спектра системы ЕЕ Peg обнаружено, что наблюдается только спектр главной компоненты, никаких признаков присутствия спектра вторичной компоненты нет. Это обстоятельство позволяет считать, что вторичная компонента не искажает спектр главной, и эквивалентные ширины спектральных линий, присутствующих в спектре ЕЕ Peg, характеризуют атмосферу главной компоненты. Если же подоб-

Таблица 1

Характеристика	Первичная компонента	Вторичная компонента	Характеристика	Первичная компонента	Вторичная компонента
Период		2 ^d 6282	Sp	A4 V	F4
m_V		6 ^m 9—7 ^m 6	R/R_{\odot}	2,28	1,34
Δm		2 ^m 7	M/M_{\odot}	2,46	1,37
$\sin i$		89°	$K, \text{ км/сек}$	86	

ное искажение имеет место, то оно не превышает 8%, так как разность звездных величин компонент EE Peg равна 2^m7 (табл. 1).

Физические же условия в атмосферах отдельных компонент в двойных системах важно знать для изучения природы двойных систем. Поскольку такие задачи при исследовании затменно-переменных звезд широко не ставились, то мы нашли целесообразным проделать это для компонент, спектр которых не искажается влиянием спектра вторичной компоненты. Одной из таких звезд является EE Peg. Далее будут изложены результаты исследования спектра главной компоненты EE Peg.

Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в спектральной области $\lambda\lambda$ 3700—4600 Å на эмульсии 103 АО Kodak и пленке А500 Казанского завода. Табл. 2 содержит данные о спектрограммах. Звездочками отмечены спектрограммы, полученные с дисперсией 36 Å/мм, остальные — с дисперсией 15 Å/мм. Фазы вычислены на момент середины экспозиции.

Таблица 2

Дата	Экспозиция	Фаза	Дата	Экспозиция	Фаза
8—9.IX 1967 г.	2 ^h	0 ^P 94	* 14—15.VIII	1 ^h 05 ^m	0 ^P 84
	2 ^h	0,97	* 23—24.VIII	1 ^h 10 ^m	0,88
* 2—3.VIII 1968 г.	45 ^m	0,87	* 10—11.IX	1 ^h	0,70
	40 ^m	0,88	30—31.VII 1971 г.	5 ^h	0,97
* 6—7.VIII	1 ^h 05 ^m	0,34	31.VII—1.VIII	4 ^h 50 ^m	0,36
8—9.VIII	2 ^h 30 ^m	0,14	13—14.VIII	4 ^h 50 ^m	0,02
	2 ^h 20 ^m	0,18	16—17.VIII	5 ^h 20 ^m	0,15

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

Отождествление спектральных линий независимо на каждой спектрограмме показало, что в спектре присутствуют очень сильные, широкие, с симметричными крыльями линии поглощения водорода и их можно проследить до линии H₁₅. Кроме водородных линий, наблюдается сильная линия λ 3933 К Ca II, а также довольно многочисленные линии нейтральных и ионизованных металлов. Длины волн линий, их отождествление и эквивалентные ширины W_{λ} собраны в табл. 3. Здесь же приведены средние значения W_{λ} из определений по различным спектрограммам, так как расхождение в W_{λ} можно объяснить ошибками измерения, которые составляют от 5 до 50% в зависимости от интенсивности линии.

Таблица 3

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n
4592,04	Cr II 44	(0,08)	3	4233,17	Fe II 27		
4589,96	Ti II 50	0,09	3	4233,61	Fe I 152	0,17	3
4588,2	Cr II 44	0,10	2	4227,43	Fe I	0,07	2
4583,83	Fe II 38	0,20	8	4226,73	Ca I 2	0,07	2
4576,33	Fe II 38	0,08	4	4215,52	Sr II 1	0,16	3
4571,97	Ti II 82	0,14	7	4202,03	Fe I 42	0,10	2
4563,76	Ti II 50	0,14	7	4199,10	Fe I 522	0,10	3
4558,6	Cr II 44	0,15	8	4198,31	Fe I 152	0,12	3
4555,89	Fe II 37	0,16	4	4181,76	Fe I 354	0,06	2
4554,03	Ba II 1	(0,16)	4	4178,86	Fe II 28	0,14	3
4549,5	Fe II 38, Ti II 82	0,36	8	4177,54	Y II 14	0,14	2
4541,52	Fe II 38	0,07	4	4173,45	Fe II 27	0,14	3
4534	Fe II 37, Ti II 50	0,24	5	4171,9	Ti II 105	0,12	3
4528	Fe I 68, V II 56	0,09	5	4163,64	Ti II 105	0,11	2
4522,63	Fe II 38	0,11	4	4149,22	Zr II 41	0,10	3
4520,23	Fe II 37	0,10	4	4143,87	Fe I 43	0,16	3
4515,34	Fe II 37	0,10	6	4130,8	Si II 3	0,14	2
4508,28	Fe II 38	0,16	5	4101,7	H ₈	17,5	6
4501,27	Ti II 31	0,14	5	4077,5	Sr II 1	0,18	3
4491,4	Fe II 37	0,08	4	4071,74	Fe I 43	0,13	2
4489,19	Fe II 37	0,08	5	4070,9	Cr II 193	0,06	2
4481,33	Mg II 4	0,52	9	4067,05	Cr II 193	0,10	3
4468,49	Ti II 31, Ti II 19	0,14	6	4063,6	Fe I 43	0,18	3
4461,65	Fe I 2	0,07	4	4048,83	Fe II 172, Zr II 43	0,10	3
4450,49	Ti II 19	0,09	2	4045,82	Fe I 43	0,22	6
4417,72	Ti II 40,19	0,12	6	4035,63	V II 32	0,08	1
4416,82	Fe II 27	0,11	4	4033,07	Mn I 2	0,09	3
4404,75	Fe I 41	0,13	6	4030,76	Mn I 2	0,10	1
4395,03	Ti II 19	0,10	3	4028,33	Ti II 87	0,05	2
4385,38	Fe II 27	(0,14)	3	4025,14	Ti II 11		
4383,55	Fe I 41	0,22	6	4024,55	Fe II 127	0,15	1
4375	Ti II 93, Y II 13, Cr II 179	0,12	5	4012,44	Ti II 11	0,12	3
4351,76	Fe II 27	0,20	5	4005,71	V II 32		
4340	H _γ	19,1	6	4005,20	Fe I 43	0,29	3
4325,76	Fe I 42	(0,21)	2	3970,1	H _ε + Ca II H	15,3	7
4314,98	Ti II 41	0,18	2	3956,68	Fe I 278	0,13	3
4312,86	Ti II 41	0,12	2	3944,01	Al I 1	0,18	2
4309,38	Fe I 414	0,10	2	3938,99	Fe II 190	0,10	2
4307,9	Fe I 42, Ti II 41	0,20	2	3935,94	Fe II 173	0,08	3
4294	Ti II 20, Fe I 41	0,11	2	3933,66	Ca II 1	1,70	6
4271,76	Fe II 42	0,12	4	3930,30	Fe I 4	0,12	3
4271,16	Fe II 152	0,08	2	3927,92	Fe I 4	0,12	3
4261,92	Cr II 31	0,06	2	3925,95	Fe I 364	0,14	1
4260,48	Fe I 152	0,09	2	3922,91	Fe I 4	0,13	3
4258,16	Fe II 28	0,06	2	3920,26	Fe I 4	0,08	2
4254,35	Cr II 71	0,05	3	3913,46	Ti II 34	0,13	3
4250,79	Fe I 42	0,18	3	3906,04	Fe I 4	0,15	3
4250,13	Fe I 152			3905,64	Cr II 167	0,14	3
4242,38	Cr II 31	0,07	3	3902,95	Fe I 45	0,10	3
4235,94	Fe I 152	0,09	3	3900,55	Ti II 34	(0,07)	1
				3889,0	H ₈	12,2	7
				3872,5	Fe I 20	0,12	3

Таблица 3 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_\lambda, \text{Å}$	n	$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_\lambda, \text{Å}$	n
3865,59	Fe I 20	0,12	3	3770,6	H ₁₁	5,6	5
3862,59	Si II 1	0,08	1	3750,2	H ₁₂	3,5	6
3859,91	Fe I 4	0,12	3	3734,4	H ₁₃	2,7	6
3856,37	Fe I 4	0,25	3	3721,9	H ₁₄	2,3	5
3856,02	Si II 1			3711,9	H ₁₅	1,6	3
3835,45	H ₉	11,8	7	3703,8	H ₁₆	1,6	2
3797,9	H ₁₀	8,6	6	3697,2	H ₁₇	0,8	1

Для определения спектрального класса EE Peg были использованы эквивалентные ширины линий K Ca II, Fe I, Fe II, Si II и критерии спектральной классификации, согласно [4]. Средний по всем определениям спектральный класс оказался равным A3. На основании этого значения спектрального класса были найдены другие характеристики EE Peg.

Рассмотрим линии водорода. Как известно, используя W_λ водородных линий и их зависимости от абсолютных визуальных величин M_V , как это делалось нами в [5], можно определить последние. Значение M_V для EE Peg оказалось равным $+1^m8$.

Кроме того, применяя методику и формулы из [5], по водородным линиям были вычислены следующие величины.

1. Числа атомов $\lg N_{02}H$ в атмосфере звезды на втором энергетическом уровне над 1 см^2 фотосферы были определены для каждой линии водорода и построены зависимости $\lg N_{02}H$ от $\lg f$, где f — сила осциллятора. Из этих кривых получено предельное максимальное значение $\lg N_{02}H = 16,30$, которое затем было использовано для нахождения электронной плотности по формуле Унзо́льда.

2. Электронная плотность $\lg n_e(m) = 13,80$ вычислена по номеру m последней наблюдаемой бальмеровской линии (формула Инглиса — Теллера). Для определения величины m были построены зависимости R_c — центральной глубины линии от номера линии, при этом максимальное значение $R_c = 0,84$.

Электронная плотность $\lg n_e(H) = 14,10$ была определена также по формуле Унзо́льда, связывающей W_λ , n_e и числа атомов водорода на втором уровне $N_{02}H$. Значение $\lg n_e(H)$ исправлено за переналожение вышних членов бальмеровских линий и за влияние электронов, согласно [6].

Для выяснения существования синхронности осевого и орбитального вращений у главной компоненты EE Peg были вычислены скорость вращения звезды вокруг оси $v \sin i$ и скорость движения звезды по орбите в случае существования синхронности $v_{\text{синхр}} = 2\pi R/T$. Значения радиусов звезд и периодов затмения взяты из табл. 1. Величина $v_{\text{синхр}} = 38 \text{ км/сек}$. Скорость вращения $v \sin i$ определена по полуширинам наиболее сильных неблендированных линий элементов Fe, Sr II, Mg II, Ti II, ее среднее значение составляет $37 \pm 4 \text{ км/сек}$. Учет величины $\sin i = 89^\circ$ существенного изменения в $v_{\text{осев}}$ не внесет. Из сравнения $v_{\text{осев}}$ и $v_{\text{синхр}}$ можно сделать вывод что, по-видимому, у главной компоненты EE Peg существует синхронность осевого и орбитального вращений. Однако здесь необходимо сделать оговорку.

Мы не учли возможную роль макроскопического турбулентного движения в атмосфере звезды. Известно, что турбулентная скорость v_t и скорость осевого вращения одинаково влияют на контур спектральной линии. В настоящее время не существует надежных методов разделения $v_{\text{осев}}$ и v_t . Можно лишь сделать некоторые оценки возможного вклада величины v_t . Главная компонента EE Peg является звездой главной после-

довательности. Для звезд главной последовательности средняя статистическая турбулентная скорость, определенная как из кривых роста, так и по контурам линий заключена в пределах 1—4 км/сек [7] (для EE Peg из кривой роста мы получили $v_t = 4,2$ км/сек). Поэтому можно предполагать, что вклад турбулентной скорости в измеренную скорость вращения незначителен и сравним с ошибкой определения последней.

Полученные нами характеристики EE Peg представлены ниже:

Sp	A3	$\lg n_e$ (H_γ , H_δ)	14,10
M_V	+1 ^m .8	$v \sin i$, км/сек	37
$\lg N_{02}H$	16,30	$v_{\sin i \text{пр}}$, км/сек	38
$\lg n_e(m)$	13,80		

Перейдем к анализу атмосферы EE Peg методом кривой роста. Для построения кривой роста были использованы самые уверенные линии Fe I, Fe II, Ca I, Ti II. Список этих линий, их силы осцилляторов, потенциал возбуждения нижнего уровня $\chi_{r,s}$ при переходе с которого возникают данные линии поглощения, а также величина $\lg (W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6$ приведены в табл. 4. Силы осцилляторов линий, необходимые для построения кривой роста, были взяты из [8].

Таблица 4

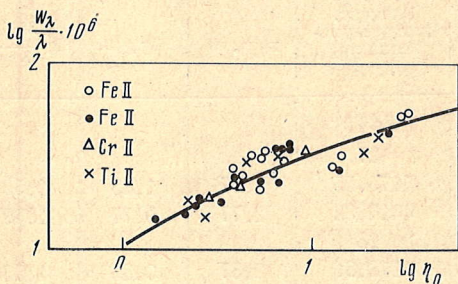
Элемент, номер мультиплетта, λ , Å	$\chi_{r,s}$, эв	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	Элемент, номер мультиплетта, λ , Å	$\chi_{r,s}$, эв	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
Fe I				Fe II			
4				27			
3920,26	0,12	1,96	1,41	4173,45	2,57	1,85	1,53
3922,91	0,05	2,06	1,52	4416,82	2,77	0,77	1,39
3927,92	0,11	2,16	1,40	28			
3930,30	0,09	2,20	1,46	4178,86	2,57	0,85	1,53
20				4258,16	2,69	0,28	1,15
3865,53	1,01	2,61	1,49	37			
3872,5	0,99	2,64	1,49	4489,19	2,82	0,64	1,25
41				4491,4	2,84	0,78	1,25
4383,55	1,48	3,82	1,70	4515,35	2,83	0,97	1,35
4404,75	1,55	3,54	1,50	4520,24	2,79	1,00	1,35
4415,12	1,60	3,15	1,31	4555,89	2,82	1,10	1,54
42				38			
4202,03	1,48	2,96	1,38	4508,28	2,84	1,11	1,55
4271,76	1,48	3,45	1,45	4522,63	2,83	1,37	1,43
43				4541,52	2,84	0,59	1,19
4045,82	1,48	3,81	1,74	4576,33	2,83	0,66	1,24
152				4583,85	2,79	1,63	1,62
4260,48	2,39	3,52	1,72				
Ti II				Cr II			
34				31			
3900,55	1,13	3,39	1,61	4242,36	3,85	2,57	1,27
3913,46	1,11	3,29	1,52	44			
50				4558,66	4,06	3,29	1,52
4563,76	1,22	2,86	1,48	4588,20	4,05	2,94	1,34
82							
4571,97	1,56	3,26	1,49				
105							
4163,64	2,58	3,48	1,18				
4171,90	2,59	3,41	1,26				

В качестве теоретической кривой роста использовалась кривая роста для однородной модели атмосферы Милна — Эддингтона, рассчитанная Врубелем [9]. Врубель рассчитал семейство теоретических кривых для разных параметров

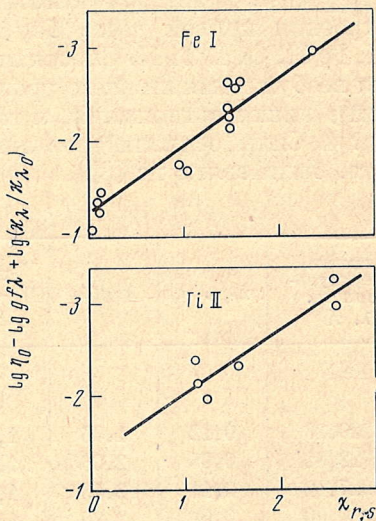
$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{8}{3} \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_{\lambda_0}} \frac{1 - e^{-u}}{u},$$

где B_0 и B_1 суть коэффициенты разложения функции Планка по оптической глубине; κ_λ и κ_{λ_0} — коэффициенты непрерывного поглощения (для спектрального интервала наших наблюдений $\lambda_0 = 4200 \text{ \AA}$); $u = hv / kT_0$, где $T_0 = 1,233 T_*$. Согласно [10], эффективная температура, соответствующая спектральному классу A3, равна 9260° .

Коэффициенты поглощения κ_λ и κ_{λ_0} были взяты из [11], где даны зависимости этих величин от газового давления $\lg P_g$ для различных значений Θ . Величина газового давления $\lg P_g$ была определена по электронному давлению $\lg P_e$, согласно [12], причем использовалось значение $\lg P_e = 2,00$, что соответствует среднему значению электронных плотностей $\lg n_e$, полученных по водородным линиям двумя методами.



Фиг. 1. Кривая роста



Фиг. 2. Определение температуры возбуждения

В результате расчетов оказалось, что для изучения ЕЕ Рег подходит кривая роста Врубеля, соответствующая значению параметра $B_0/B_1 = 1/3$. Применение кривой роста Врубеля к изучению атмосферы звезды требует предварительного задания температуры возбуждения. Температуру возбуждения мы определили из соотношения $T_B = 0,82 T_*$ [7], что соответствует $\Theta_B = 0,66$. Для этого значения Θ_B и была построена кривая роста отдельно для каждого из элементов Fe I, Fe II, Ti II, Ca II, а затем все кривые были объединены в одну путем сдвига вдоль оси абсцисс, причем наибольший вес придавался линиям Fe I и Fe II, как наиболее многочисленным в спектре ЕЕ Рег. Полученная таким образом кривая роста представлена на фиг. 1. Она построена в координатах: ось абсцисс — величина

$$\lg X_{\kappa_\lambda} = \lg g f \lambda - \Theta_B \chi_{r,s} - \lg \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_{\lambda_0}},$$

ось ординат $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$. Сплошной линией обозначена теоретическая кривая роста Врубеля, наилучшим образом соответствующая наблюдаемой. Теоретическая кривая роста построена в координатах: по оси абсцисс отложена величина

$$\lg \eta_0 = \lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c v_0 \kappa_\lambda} N_{r,s} f \lambda, \quad (1)$$

по оси ординат $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v_0}$.

Путем сдвига теоретической кривой роста относительно наблюдаемой вдоль оси ординат была определена скорость в атмосфере EE Reg. Она оказалась равной $v_0 = 4,2$ км/сек. Следует иметь в виду, что скорость, которую мы получаем из кривой роста, представляет собой сумму $v_0^2 = v_t^2 + 2RT/\mu$, где $2RT/\mu$ — тепловая скорость; v_t — турбулентная. Но, как видно из формулы, вклад тепловой скорости очень небольшой и находится в пределах ошибок определения (0,1—0,2 км/сек) v_0 , поэтому считаем $v_0 = v_t = 4,20$ км/сек.

Исходя из (1) и формулы Больцмана, получено следующее выражение для определения полного числа атомов различных элементов в какой-то определенной стадии ионизации:

$$\lg \eta_0 = \lg N_r + \lg gf\lambda + \lg \frac{\kappa_{\lambda_0}}{\kappa_{\lambda}} - \Theta \chi_{r,s} - \lg \kappa_{\lambda_0} - \lg v_0 - \lg u_r(T) + \lg \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c}, \quad (2)$$

где $\lg \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} = -1,82$.

Перепишем (2) в таком виде:

$$\lg N_r = \lg \eta_0 - \lg gf\lambda + \lg \frac{\kappa_{\lambda}}{\kappa_{\lambda_0}} + \Theta \chi_{r,s} + \lg \kappa_{\lambda_0} + \lg v_0 + \lg u_r(T) + 1,82. \quad (3)$$

Рассмотрим выражение (3). Величину $\lg \eta_0$ для каждой линии можно определить из кривой роста (фиг. 1) по $\lg (W_{\lambda}/\lambda) \cdot 10^6$. Величина $X_{\kappa_{\lambda}} = \lg gf\lambda - \Theta \chi_{r,s} - \lg (\kappa_{\lambda}/\kappa_{\lambda_0})$ также нами вычислена ранее.

Суммы по состояниям $\lg u_r(T)$ можно вычислить по таблицам [13]. Для этого необходимо знать температуру ионизации T_r , которая связана с температурой возбуждения соотношением $T_B = 0,91 T_r$ [7].

Температура возбуждения была определена графически. По оси абсцисс откладывался потенциал возбуждения нижнего уровня $\chi_{r,s}$, а по оси ординат величина

$$\lg \eta_0 - \lg gf\lambda + \lg \frac{\kappa_{\lambda}}{\kappa_{\lambda_0}} = \lg \frac{N_r}{u_r(T)} - \Theta \chi_{r,s} + \text{const.}$$

Тангенс угла наклона на таких графиках будет определять температуру возбуждения

$$\text{tg } \alpha = \Theta_B = \frac{5040}{T_B}.$$

Подобные определения были сделаны по линиям Fe I и Ti II (фиг. 2), так как только для этих элементов имеется достаточный диапазон значений потенциала возбуждения $\chi_{r,s}$. Полученные таким образом значения Θ_B по Fe I и Ti II соответственно равны 0,70 и 0,68. В дальнейшем мы будем использовать $\Theta_B = 0,69$.

Вернемся к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре κ_{λ} . Отметим, что величина κ_{λ} как функция температуры и электронного давления $\lg P_e$ рассчитана в [11] на одну тяжелую частицу. Обилие водорода принято за $\lg N_H = 12$, тогда как обилие других элементов составляет $\lg N_{\text{др.эл}} = 0,16$. Учитывая это, на основании формулы (3) можно определить полные числа атомов элементов Fe I, Fe II, Cr II и Ti II по отношению к водороду в определенной стадии ионизации (табл. 5).

Чтобы получить полное содержание какого-либо элемента, необходимо учитывать также атомы, находящиеся в соседней стадии ионизации. Это можно сделать, используя формулу Саха

$$\lg \frac{N_{r+1}}{N_r} P_e = -\chi_r \frac{5040}{T} + \frac{5}{2} \lg T - 0,477 + \lg \frac{2u_{r+1}}{u_r}, \quad (4)$$

Таблица 5

Элемент	$\lg \frac{N_{EE Peg}}{N_H}$	$\lg \frac{N_{\odot}}{N_H}$	Элемент	$\lg \frac{N_{EE Peg}}{N_H}$	$\lg \frac{N_{\odot}}{N_H}$
Fe I	4,32	7,56	Cr II	5,54	5,60
Fe II	7,39	7,62	Ti II	4,33	4,53

обозначения пояснений не требуют. Величину P_e мы оценили на основании формулы Саха, используя числа атомов Fe в двух наблюдаемых соседних стадиях ионизации. Оказалось $\lg P_e (Fe) = 1,65$, что несколько ниже величины $\lg P_e$, оцененной по водородным линиям ($\lg P_e (H) = 2,00$). Числа атомов Cr I и Cr III, Ti I и Ti III, полученные по (4) при $\lg P_e = 1,65$, оказались на несколько порядков меньше чисел атомов этих элементов, находящихся в наблюдаемых стадиях ионизации, поэтому мы приводим лишь величины последних. Параметры атмосферы EE Peg, полученные по кривой роста, приведены ниже:

$$v_t, \text{ км/сек} \quad 4,2 \quad \lg P_e (Fe) \quad 1,65$$

$$\Theta_B \quad 0,69 \quad \lg \chi_{4200} \quad -23,66$$

Представляет интерес сравнить содержание химических элементов в атмосфере EE Peg с их содержанием на Солнце. Содержание железа, хрома и титана на Солнце $\lg (N_{\odot}/N_H)$ по отношению к водороду записано в третьем столбце табл. 5. Величины $\lg (N_{\odot}/N_H)$ нами взяты из [8], где они приведены в той же системе сил осцилляторов, что использовалась нами при определении химического состава EE Peg. Сравнивая столбцы 2 и 3, по-видимому, можно заключить, что содержание хрома и титана в атмосфере EE Peg такое же, как и на Солнце, тогда как содержание железа несколько меньше, чем на Солнце. Окончательные результаты исследования атмосферы EE Peg следующие.

1. Главная компонента EE Peg является звездой главной последовательности и, по-видимому, обладает синхронностью осевого и орбитального вращений.

2. Электронное давление $\lg P_e (Fe) = 1,65$ ($\lg P_e (H) = 2,00$) и турбулентная скорость $v_t = 4,2$ км/сек, полученные по кривой роста, находятся в пределах этих величин для звезд главной последовательности.

3. Можно предполагать, что содержание хрома и титана в атмосфере EE Peg почти такое же, как и на Солнце, а содержание железа меньше.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за обсуждения в процессе выполнения работы и Г. Н. Шаровой за помощь в обработке материала наблюдений и при оформлении статьи. Декабрь 1971 г.

Литература

1. Б. В. Кукаркин и др. Общій каталог переменных звезд, т. II. М., «Наука», 1970.
2. E. G. Ebbighausen. Astron. J., 1971, 76, 460.
3. S. Catalano, M. Rodono. Astron. and Astrophys., 1970, 4, 173.
4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 148.
5. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 128.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 11.
7. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. М., Физматгиз, 1960.
8. А. А. Боярчук, А. Х. Маматказина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47.
9. W. Wrubel. Astrophys. J., 1949, 109, 66.
10. K. Aa. Strand. Basic astronomical data, 1963, p. 269.
11. G. Vode. Die kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten. Kiel, 1965.
12. Л. Х. Аллер. Звездные атмосферы. М., ИЛ, 1963.
13. К. У. Аллен. Астрофизические величины. М., ИЛ, 1960.

СПЕКТРЫ ВСПЫШЕК AD Leo 18.II 1971 ГОДА

А. Н. Кулапова, Н. И. Шаховская

Во время вспышки AD Leo 18.II 1971 г. получены четыре спектрограммы с дисперсией $150 \text{ \AA}/\text{мм}$. Спектрофотометрические измерения позволили оценить истинную ширину эмиссионной линии H_{α} на уровне половины интенсивности вблизи максимума блеска вспышки— 15 \AA . Такая широкая эмиссионная линия наблюдается в спектрах вспышек звезд типа UV Cet впервые. Ширина эмиссионных линий возвращается в нормальное состояние медленнее, чем блеск звезды.

Контуры эмиссионных линий имеют следующие особенности: 1) вблизи максимума блеска красное крыло линии H_{α} более пологое, чем синее; 2) в стадии затухания блеска вершины контуров плоские, в центре водородных линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} заметно небольшое понижение интенсивности.

THE SPECTRA OF AD LEO FLARE 18.II 1971, by A. N. Kulapova and N. I. Shakhovskaya.— Four spectrograms with the dispersion $150 \text{ \AA}/\text{mm}$ were obtained during the flare of AD Leo at 18.II 1971. The spectrophotometric measurements show that the width of H_{α} -line (on the half intensity level) reaches 15 \AA on the spectrogram taken near the brightness maximum. Such a wide line is observed for UV Cet-type stars for the first time. The line width recovers to the normal level more slowly than the brightness of the star.

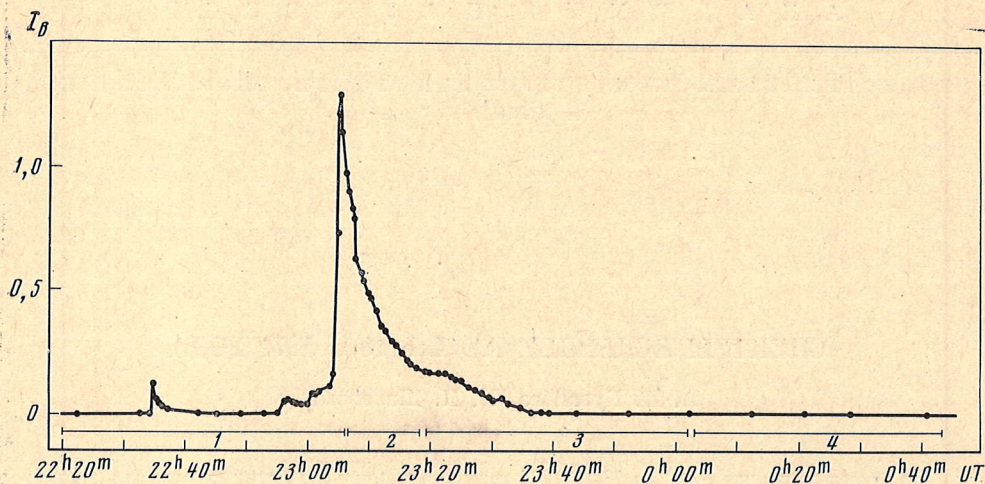
The following peculiarities are observed in the profiles of the emission lines: 1) the blue wing of H_{α} -line is more steep, around the maximum of brightness than the red one; 2) the tops of line profiles are more flat in the phase of the brightness decrease and the small depression of intensity is visible at the centers of H_{β} , H_{γ} , H_{δ} .

В период международной программы фотометрического патрулирования вспыхивающей звезды AD Leo в феврале 1971 г. в Крымской астрофизической обсерватории проводились фотоэлектрические патрульные и спектральные наблюдения этой звезды. Для патрульных наблюдений использовался 64-см менисковый телескоп, фотометрическая система близка к В [1].

Спектры звезды фотографировались на дифракционном спектрографе СП-72, который был установлен в фокусе Несмита 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна. Использовалась светосильная камера спектрографа с дисперсией $150 \text{ \AA}/\text{мм}$ и пленка А 700Ф.

18.II 1971 г. патруль блеска проводился П. Ф. Чугайновым практически непрерывно с $17^{\text{h}}01^{\text{m}}$ до $24^{\text{h}}44^{\text{m}}$ (UT) [1]. Спектральные наблюдения начались в $22^{\text{h}}20^{\text{m}}$ (UT). До начала спектральных наблюдений изменений блеска не было зарегистрировано. В $22^{\text{h}}34^{\text{m}}7$ во время экспозиции первого спектра была отмечена небольшая вспышка, ее амплитуда в максимуме блеска $\Delta m_B = 0^{\text{m}}10$, продолжительность — около 3 мин. В $22^{\text{h}}55^{\text{m}}$ стало заметно небольшое повышение блеска, в $23^{\text{h}}05^{\text{m}}3$ блеск достиг максимальной величины $\Delta m_B = 0^{\text{m}}95$. В $23^{\text{h}}06^{\text{m}}0$ была прекращена экспозиция первого спектра, в $23^{\text{h}}06^{\text{m}}5$ началась экспозиция второго спектра.

Кривые блеска вспышек изображены на фиг. 1. Отрезками прямых отмечены длительности экспозиций соответствующих спектрограмм. Спектры 1, 3, 4 имеют нормальную плотность в областях $\lambda\lambda 6900-3800 \text{ \AA}$, но



Фиг. 1. Кривые блеска вспышек 18.11.1971 г.

эмиссионные линии H_{α} находятся в областях передержек. Спектр 2 пригоден для исследования в интервалах $\lambda\lambda$ 4800—4400 и $\lambda\lambda$ 6900—6000 Å, в остальных спектральных областях он недодержан.

Для определения спектральной чувствительности системы в ту же ночь было получено два спектра звезды 109 Vir. Абсолютное распределение энергии в спектре этой звезды дано в работах [2, 3]. Дифференциальная атмосферная экстинкция учтена с помощью коэффициента прозрачности p_{λ} , определенного фотоэлектрическим способом сотрудницами ГАИШ В. Т. Дорошенко для Крымской обсерватории.

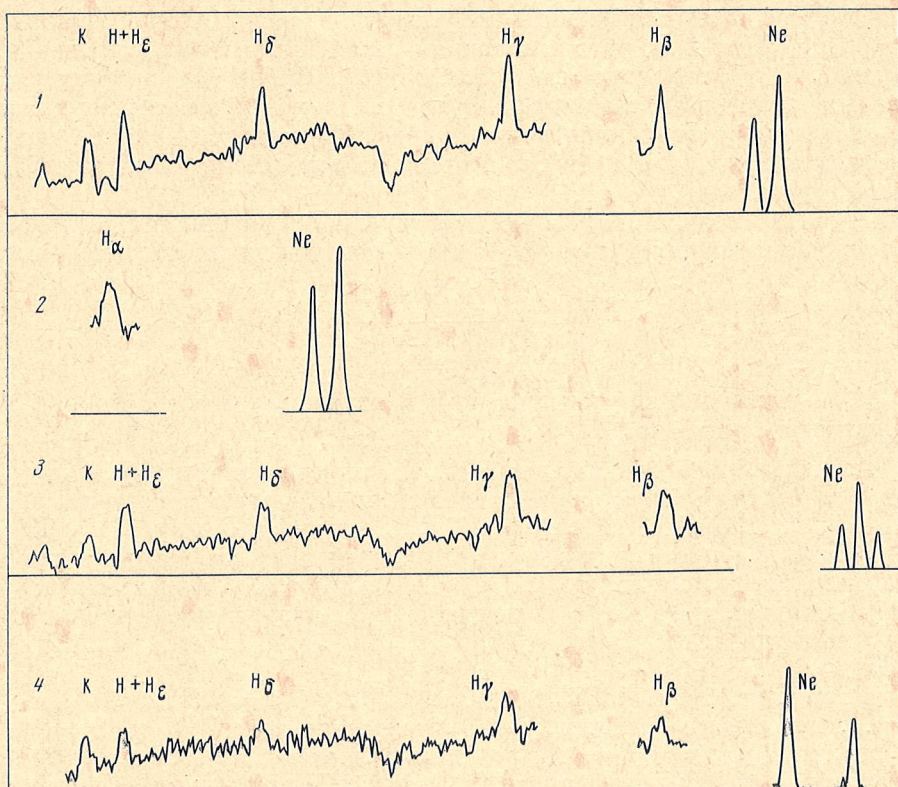
Эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий

Участки спектров, содержащие эмиссионные линии, были измерены на микрофотометре МФ-2 с узкой щелью (0,02 мм — 3 Å). Регистрограммы измеренных участков спектров изображены на фиг. 2.

В таблице даны результаты измерения эквивалентных ширин эмиссионных линий W_{λ} . Ошибка в измерении W_{λ} достигает 20%. Измеренные W_{λ} в исследуемой вспышке в 2—3 раза меньше, чем в более мощных вспышках этой звезды [4, 5].

Как следует из таблицы, амплитуда изменений эквивалентной ширины W_{λ} линии К Ca II в исследуемой вспышке во много раз меньше, чем линий водорода.

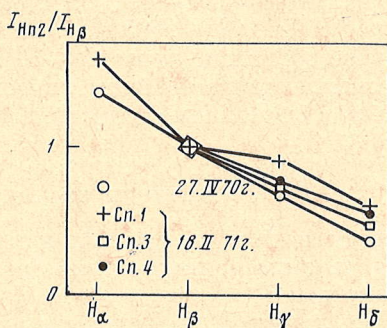
Характеристика	Номер спектрограммы	H_{α}	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	$H_{\epsilon} + H$	К
Эквивалентная ширина эмиссионных линий, Å	1	4,5:	7,1	7,7	5,5	11	13
	2	6,4					
	3		13	12	10	34	13
	4		5,4:	5,7	5,2	11	12:
Полная ширина эмиссионной линии на уровне половины интенсивности, Å	1	10:	6,7	8,4	8,4	8,4	9,4
	2	17					
	3		13	13	12	12	8:
	4		15:	12	12	11	11:



Фиг. 2. Регистрограммы участков спектров, содержащих эмиссионные линии. По оси ординат отложены измеренные интенсивности в спектрах.

На фиг. 3 сопоставлены определенные нами относительные интенсивности эмиссионных линий водорода для спектрограмм 1, 3, 4 и для спектра AD Leo 27.IV 1970 г. [4], который был получен на той же аппаратуре, когда звезда была в спокойном состоянии. Из фиг. 3 видно, что на спектрограммах 1, 3, 4 бальмеровский декремент заметно не отличается от декремента в спектре спокойного состояния.

Фиг. 3. Сопоставление относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектрах вспышки и в спектре спокойного состояния AD Leo 27.IV 1970 г.



Ширины эмиссионных линий

На фиг. 2 справа даны контуры линий Ne спектра сравнения. Полуширина инструментального контура и $\Delta\lambda_{и}$, определенная как полная ширина линий спектра сравнения на уровне половины интенсивности, практически одинакова для всех спектрограмм и равна $6,7 \pm 0,5 \text{ \AA}$.

В таблице даны наблюдаемые в исследуемых спектрах полные ширины эмиссионных линий на уровне половины интенсивности $\Delta\lambda_{1/2}$, измеренные на фиг. 2. В спектре спокойного состояния 27.IV 1970 г. [4] ширина эмиссионных линий не превышала ширину инструментального контура. Из таблицы видно, что полная полуширина эмиссионных линий на наших спектрограммах примерно вдвое превышает полуширину инструментального контура.

Истинную полуширину линии на уровне половины интенсивности $\Delta\lambda_{1/2}$ мы можем оценить, предполагая, что контуры линий доплеровские, тогда

$$\Delta\lambda = \sqrt{\Delta\lambda_{1/2}^2 - \Delta\lambda_{и}^2}, \quad (1)$$

где $\Delta\lambda_{и}$ — ширина инструментального контура на уровне половины интенсивности.

В спектре 2 истинная полуширина H_{α} , определенная по формуле (1), равна 15 Å. Такая широкая эмиссионная линия в спектре вспышек звезд типа UV Cet наблюдается впервые. Так, вспышка AD Leo 2.III 1970 г. [4] значительно превосходит исследуемую вспышку по фотометрической интенсивности (ее амплитуда $\Delta m_B > 1^m,8$), линия H_{α} вблизи максимума блеска этой вспышки более интенсивна (ее эквивалентная ширина 12—14 Å), но истинная полуширина H_{α} в 1,5 раза меньше, чем в исследуемой вспышке.

Во вспышке 18.V 1965 г. [5], которая имеет амплитуду $\Delta m_B = 1^m,8$, максимальная полуширина эмиссионных линий H_{γ} и $H_{\delta} = 8$ Å. Это свидетельствует о том, что во вспышках звезд типа UV Cet отсутствуют или весьма слабы корреляции как между фотометрической интенсивностью вспышки и полушириной эмиссионной линии H_{α} , так и между интенсивностью эмиссионной линии H_{α} и ее полушириной. В связи с этим отметим, что, как следует из [6], в хромосферных вспышках на Солнце корреляция между центральной интенсивностью эмиссионной линии H_{α} и ее шириной весьма слаба.

Отметим и другую особенность в поведении эмиссионных линий в спектрах этой вспышки: спектрограмма 4 получена, когда звезда вернулась к нормальному блеску (фиг. 1), эквивалентные ширины эмиссионных линий на спектрограмме 4 близки к определенным для спектра этой звезды в спокойном состоянии [4, 7], однако, как следует из таблицы, эмиссионные линии на спектрограмме 4 заметно шире инструментального контура, их истинные полуширины 8—10 Å. Такое явление тоже отмечается впервые; во вспышке AD Leo 18.V 1965 г. [5] ширина эмиссионных линий вернулась в нормальное состояние через 20—30 мин после максимума блеска, в то же время эквивалентная ширина эмиссионных линий была еще в 4—5 раз больше, чем в спокойном состоянии.

Контур эмиссионных линий

Дисперсия наших спектрограмм недостаточна для детального изучения контуров эмиссионных линий, но следующие особенности контуров хорошо заметны:

1) контур линии H_{α} на спектрограмме 2, полученной вблизи максимума блеска, асимметричен. Подобная асимметрия часто наблюдается в начальных фазах солнечных вспышек [6].

2) на спектрограмме 3 контуры выглядят симметрично, но вершины контуров водородных линий плоские, в центре линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} заметно небольшое понижение интенсивности.

Такие же особенности в контурах эмиссионных линий отмечались и в спектрах вспышки AD Leo 2.III 1970 г. [4]. Для объяснения таких же

особенностей в контурах эмиссионных линий в спектре солнечных вспышек в работах [8, 9] предлагается применять теорию некогерентного рассеяния в оптически толстой излучающей среде, которая движется с градиентом скорости.

Смещение центра эмиссионной линии H_{α} в спектрах вспышек

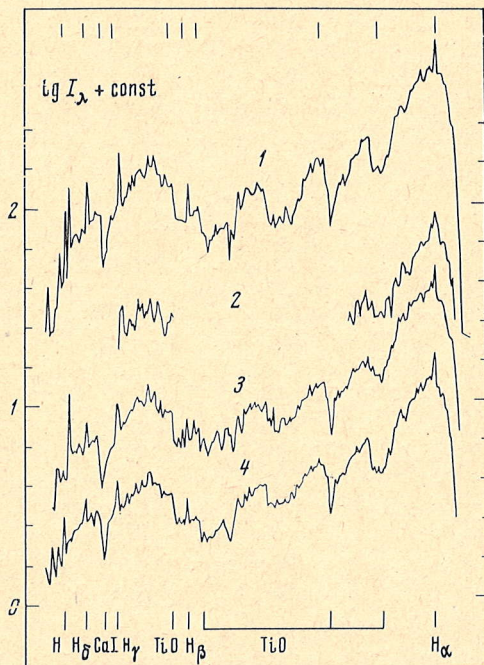
На всех спектрограммах вспышки AD Leo 18.II 1971 г. исследовалось смещение центра эмиссионной линии H_{α} от его нормального положения, определяемого по спектрограмме спокойного состояния AD Leo 27.IV 1970 г. Измерения проводились на измерительном микроскопе ИЗА-2. В качестве опорных были выбраны шесть линий спектра сравнения Ne. Поскольку контур линии H_{α} асимметричен, положение центра линии неопределенно: при измерении мы наводили нить микроскопа так, чтобы по обе стороны нити видимые площади, ограниченные эмиссионной линией, были одинаковы. Ошибка при определении среднего значения длины волны линии H_{α} при нескольких независимых измерениях одной спектрограммы составляет 1 Å. Различия в длинах волн линий H_{α} , определенных по измерению каждого спектра 18.II 1971 г. и по спектру 27.IV 1970 г., не превышают указанной ошибки измерения. Итак, смещений центра линии H_{α} , превышающих ошибку измерения, равную 1 Å (45 км/сек), на спектрограммах вспышки не обнаружено.

Непрерывное излучение вспышки

На фиг. 4 даны регистрограммы исследуемых спектров AD Leo, по оси ординат отложены логарифмы измеренных интенсивностей спектров. Фотометрические измерения для построения этих регистрограмм были выполнены на микрофотометре МФ-2, ширина щели равнялась 0,1 мм—15 Å. На регистрограммах спектрограмм 1, 3, 4 отчетливо заметны абсорбционная линия $\lambda 4226$ Ca I и полосы поглощения TiO $\lambda 4761$ и $\lambda 5862$. Чтобы выявить эффект непрерывного излучения вспышки на спектрограммах 1, 3, 4, мы сравнили глубины этих абсорбционных деталей на фиг. 4 с величинами, определенными в спектре спокойного состояния AD Leo 27.IV 1970 г. [4].

Заметных отличий при этом мы не обнаружили; следовательно, эффект непрерывного излучения вспышки на спектрограммах 1, 3, 4 не заметен.

Спектрограмма 2 в областях, содержащих заметные абсорбционные детали, недодержана. Поэтому эффект непрерывного излучения вспышки оценивался по отношению интенсивностей спектров на фиг. 4 в областях $\lambda 6500$ и $\lambda 4570$ Å. Оказалось, что $\lg(I_{6500}/I_{4570}) = 0,52 \pm 0,03$ для спектрограмм 1, 3, 4 и $\lg(I_{6500}/I_{4570}) = 0,33$ для спектра 2; следовательно,



Фиг. 4. Регистрограммы спектров вспышки 18.II 1971 г.

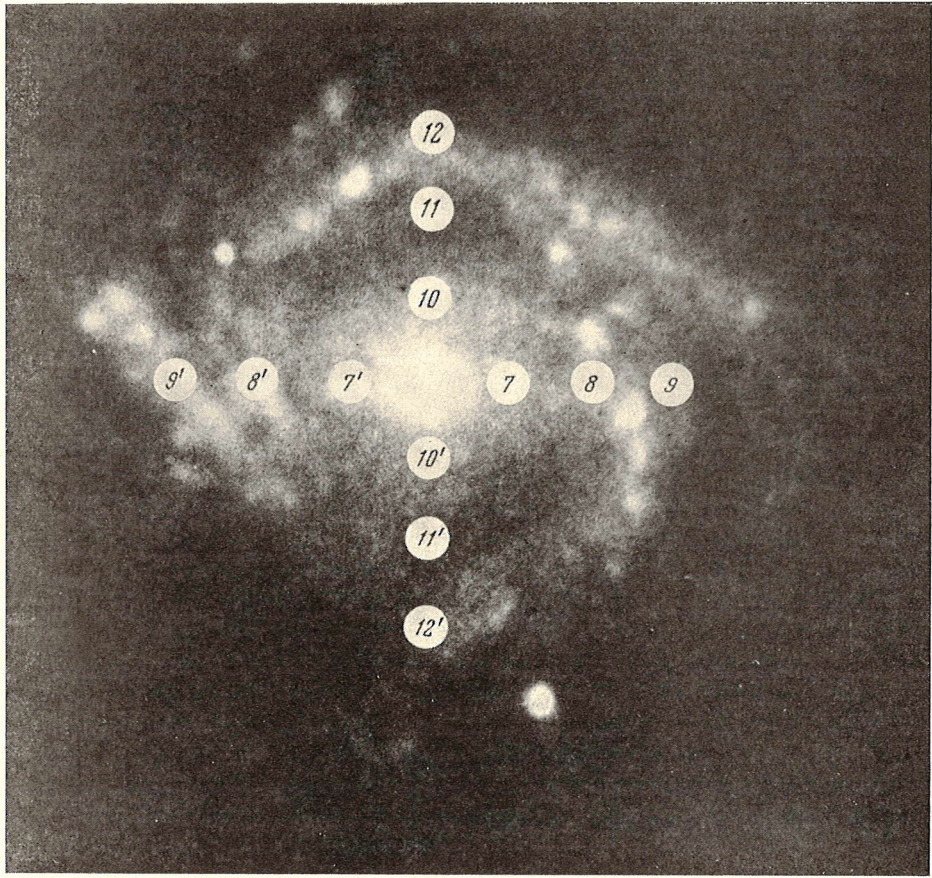
но, непрерывное излучение вспышки заметно в синей области спектрограммы 2.

Выражаем благодарность Р. Е. Гершбергу за постоянное внимание к работе и Т. С. Коркиной за помощь при оформлении статьи.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. P. F. Chugainov, N. I. Shakhovskaya. Inform. Bull. Var. Stars., 1971, № 534.
2. R. V. Willstrop. Mem. Roy. Astron. Soc., 1965, 69, 3.
3. J. V. Oke. Astrophys. J., 1964, 140, 689.
4. Р. Е. Гершберг, Н. И. Шаховская. Астрон. ж., 1971, 48, 934.
5. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 177.
6. Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. М., «Мир», 1966.
7. Р. Е. Гершберг. Астрофизика, 1970, 6, 191.
8. В. Г. Буславский, А. Б. Северный. Сб. «Звезды, туманности, галактики». Ереван, 1969, стр. 129.
9. D. G. Hummer, G. B. Rybicki. Astrophys. J., 1968, 153, L107.



Фиг. 1. NGC 4303

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 4303

Л. С. Назарова, А. Г. Щербаков

По результатам фотоэлектрической и фотографической многоцветной фотометрии в диапазоне длин волн 3340—7400 Å построены непрерывные спектры ядра и различных участков спиральной галактики NGC 4303. Получен также спектр ядра галактики в диапазоне 4000—7000 Å с дисперсией 330 Å/мм.

Показано, что распределения энергии в спектрах ядра и внешних областей NGC 4303 отличаются мало. Непрерывный спектр ядра галактики имеет скачок в области 3600—4000 Å. Сделана попытка объяснить наличие скачка в спектре и его величину (отношение потока в $\lambda = 4000$ Å к потоку в $\lambda = 3600$ Å составляет $4,4 \pm 0,65$) присутствием звезд A—F и пыли в ядре галактики.

Спектр ядра эмиссионный. Его особенность состоит в том, что все наблюдаемые эмиссионные водородные линии имеют спутники в поглощении с длинноволновой стороны.

Вычислен поток излучения за лаймановским пределом, необходимый для ионизации водорода в ядре галактики $(F^0)_{912\text{Å}} \geq 1,6 \cdot 10^{-29} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{ц}$.

Непрерывный спектр ядра NGC 4303 в диапазоне частот 10^8 — 10^{16} ц/с сравнивается с таким же спектром ядра сейфертовской галактики NGC 1068. Сравнение указывает на подобие непрерывных спектров этих галактик.

THE SPECTRAL INVESTIGATION OF THE GALAXY BULGE OF NGC 4303, by L. S. Nazarova and A. G. Scherbakov.— The distributions of intensity in the continuous spectrum of different parts of spiral galaxy NGC 4303 are obtained from photoelectric and photographic photometry in the range 3340—7400 Å. Also the spectrum of nucleus of this galaxy is measured in the region 4000—7000 Å with the dispersion 330 Å/mm. The observations were made with 2,6 meter telescope of the Crimean Astrophysical Observatory.

It is shown that the energy distribution in the spectrum of bulge differs slightly from that of outer regions. The continuous spectrum of galaxy bulge has a jump in 3600—4000 Å region. The ratio of flux at $\lambda = 4000$ Å to the flux at $\lambda = 3600$ Å is 4.4 ± 0.65 . The attempt is made to interpret the Balmer jump in the spectrum of bulge as due to A—F stars and dust.

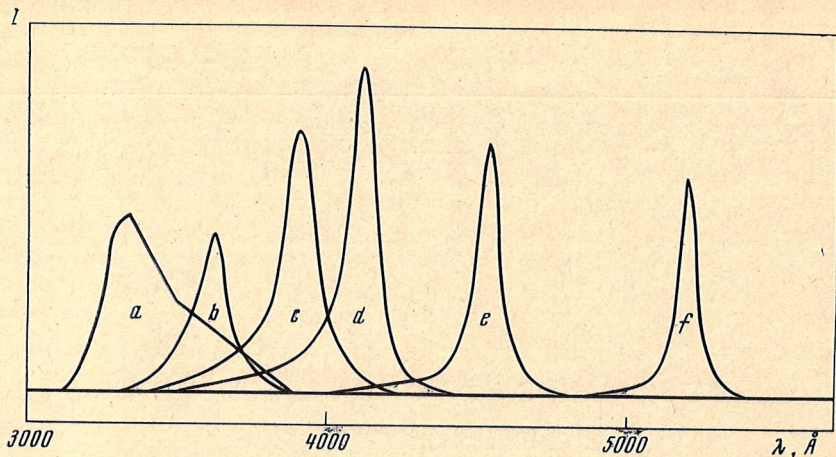
The lines in the spectrum of the nucleus are in emission but all visible emission hydrogen lines are accompanied by absorption components.

The flux of L_c radiation which to ionize the hydrogen in the nucleus of galaxy is estimated to be $1,6 \times 10^{-29} \text{ watt/m}^2 \text{ c/sec}$.

Continuous spectrum of nucleus of NGC 4303 in the frequency range 10^8 — 10^{16} c/sec is compared with the spectrum of nucleus of Seyfert galaxy NGC 1068. The comparison shows similarity of continuous spectrum of both galaxies.

Изучая результаты многоцветной фотоэлектрической фотометрии галактик, Тиффт разделил объекты на ряд фотометрических групп (см. рис. 9 из [1]). Галактика NGC 4303 отнесена им к группе Sp. Эта группа характеризуется в среднем меньшими показателями цвета по сравнению с нормальными Sn-галактиками, а также отсутствием увеличения показателя цвета с приближением к центру, характерного для большинства галактик (группа Sn). Представляется интересным подробнее изучить спектральный состав ядер Sp-галактик.

Согласно [2], галактика NGC 4303 (M 61) имеет морфологический тип SAB (rs) и представляет собой спираль, пересеченную широкой размытой полосой-перемычкой, имеющей в центре ядро высокой светимости, блеск



Фиг. 2. Кривые реакции шестицветной фотоэлектрической системы

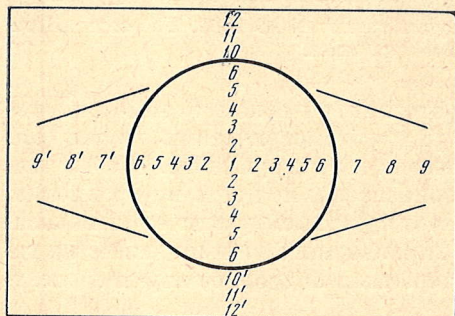
которого составляет заметную долю (до 20%) блеска всей галактики (фиг. 1).

Диаметр галактики 23 *кпс*, визуальная величина $m_V = 10^m 1$. Первоначально Хьюмасоном и др. [3] ее спектральный тип классифицирован как G, по классификации Моргана [4] галактика имеет спектральный тип f. Лучевая скорость галактики $v_r = 1500$ км/сек, что соответствует расстоянию 15 *Мпс* при значении постоянной Хаббла 100 км/сек/*Мпс*. NGC 4303 входит в список галактик с аномально большой частотой вспышек сверхновых [5].

Наблюдения

Использованный нами материал наблюдений NGC 4303 включает в себя фотоэлектрические, фотографические и спектральные наблюдения за 1968—1971 гг.

Фотоэлектрические наблюдения выполнены 20. II 1971 г. А. М. Зверевой и А. Г. Щербаковым на двухканальном фотометре, установленном в фокусе Несмита 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Схема и краткое описание фотометра приведены в [6]. Наблюдения выполнялись в узкополосной фотоэлектрической системе с разными диафрагмами. Для наблюдений использовались кольцевые диафрагмы с диаметрами 6", 25/3"; 10"/5"; 20"/10", 25"; 30", 75"/15" и круглая диафрагма 3". Фотометрическая система осуществлялась с помощью интерференционных фильтров и сурьмяно-цезиевых фотоумножителей ЕМІ 9502. Эффективные длины волн полос *a*, *b*, *c*, *d*, *e* и *f* составляют 3340, 3620, 3900, 4120, 4540 и 5200 Å соответственно.



Фиг. 3. Схема фотометрических разрезов галактики NGC 4303

Кривые реакции фотоэлектрической системы приведены на фиг. 2. Фотометрическим стандартом служила звезда № 10983 по [7] спектрального класса A3 с визуальной величиной $V = 11^m,80$ и показателями цвета $U - B = +0^m 07$ и $B - V = +0^m 18$. Ошибки результатов фотоэлектрических наблюдений галактики в фильтрах *a* и *b* не превосходят 10%, в остальных фильтрах не превосходят 3%.

Фотографические наблюдения выполнены И. И. Проник и К. К. Чуваевым в прямом фокусе 2,6-м телескопа с применением ЭОП в фильтрах 3600, 3730, 4680, 5260, 6090, 6600, 7400 Å с полуширинами примерно 400, 200, 200, 600, 200, 100 и 1000 Å соответственно. Наблюдения проводились 24.II 1968 г. и 14.IV 1969 г. Методика наблюдений, обработки негативов и описание фотометрической системы приведены в [8]. Стандартными звездами были выбраны две звезды: 623 Яслей (1968 г.) спектрального типа F9 с $m_V = 9^m71$ и 76 Com (1969 г.) спектрального типа G0 с $m_V = 9^m4$. В каждом фильтре получено по пять снимков галактики. Все негативы измерялись на микрофотометре МФ-4 с квадратной диафрагмой $2'' \times 2''$. Фотометрические разрезы были сделаны вдоль перемиčky и в перпендикулярном направлении.

Полученные по измерениям нескольких негативов фотометрические профили галактики усреднялись в точках, расстояния которых от центра галактики совпадали с эффективными расстояниями, вычисленными для кольцевых диафрагм (точки, имеющие одинаковые номера на схеме). Схема разрезов и положений точек приведены на фиг. 1 и 3, а расстояния точек от центра в секундах дуги и в килопарсеках — в таблице.

Номера точек	R''	$R, \text{кпс}$	Номера точек	R''	$R, \text{кпс}$
1	0	0	6	12,1	0,85
2	2,4	0,17	7, 7', 10, 10'	21	1,47
3	3,9	0,27	8, 8', 11, 11'	42	2,94
4	5,9	0,41	9, 9', 12, 12'	63	4,41
5	7,9	0,55			

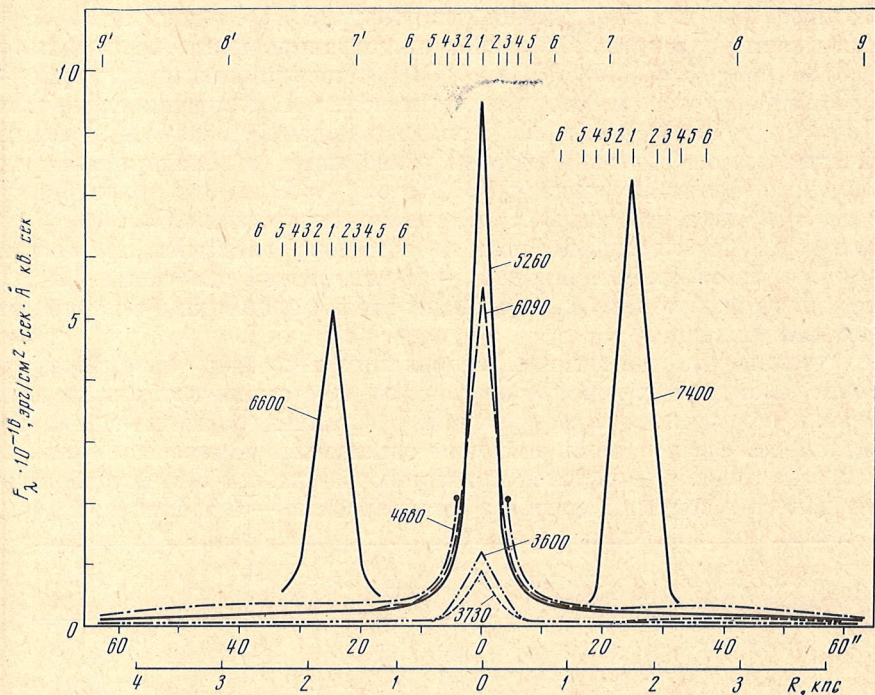
При обработке негативов учитывалась неравномерность чувствительности фотокатода ЭОП.

Спектры NGC 4303 получены К. К. Чуваевым и В. И. Проником 21.III 1971 г. в несмитовском фокусе 2,6-м телескопа на спектрографе с ЭОП. Всего получено четыре спектрограммы с дисперсией 330 Å/мм. Спектрограммы измерялись на микрофотометре МФ-4.

Результаты наблюдений

Фотометрические профили галактики. На фиг. 4 представлены фотометрические профили галактики вдоль перемиčky в различных фильтрах по результатам измерений снимков с ЭОП. По оси ординат отложены значения потока от галактики в абсолютных единицах ($\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Å}$ с квадратной секунды галактики). По оси абсцисс отложены расстояния от центра галактики в секундах дуги и в килопарсеках. Из фигуры видно, что ядро представляет собой компактное образование, четко отделяющееся от внешней части галактики. Светимость галактики наибольшая в интервале длин волн 4600—7400 Å и почти на порядок превосходит светимость в ультрафиолетовой области.

Распределение энергии в спектре. Распределения энергии в спектрах различных областей NGC 4303 получены по результатам фотографической и фотоэлектрической фотометрии. Вертикальные штрихи показывают величины относительных среднеквадратичных ошибок наблюдений, полученных по сходимости отдельных измерений. На фиг. 5 видно удовлетворительное согласие результатов, полученных разными методами. Для центральной области галактики (кривые для областей 1, 2 и 3) поток в фильтре 6600 Å исправлен за значение потока в эмиссионной линии H_α , эквивалентная ширина линии H_α получена из спектра галактики и составляет 27 Å. При вычислениях принималось, что эмиссия в линии H_α распределена по всему ядру.



Фиг. 4. Фотометрические профили NGC 4303 по результатам измерений снимков с ЭОПов

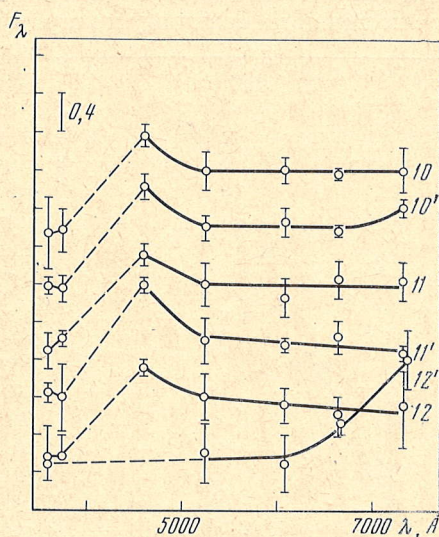
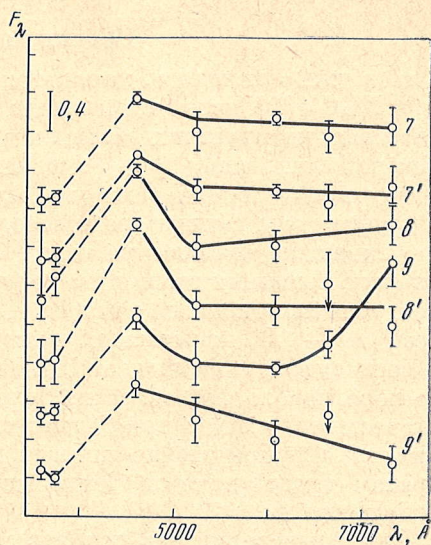
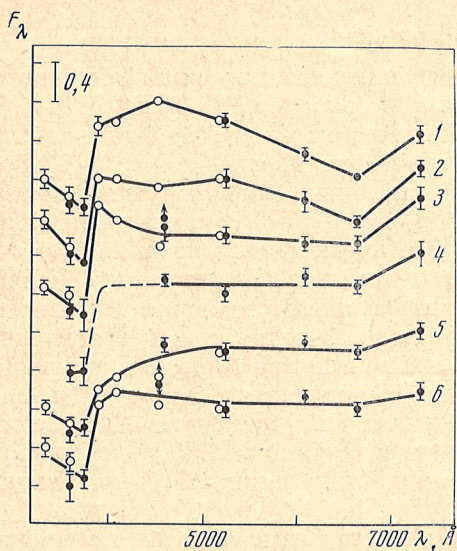
Цифрами отмечены положения точек, соответствующие номерам на схеме и в таблице. Кривые, полученные в фильтрах 6400 и 7400, сдвинуты для упрощения фигуры

Из сравнения кривых 1—6 (ядро) с кривыми 7—12', показанных на фиг. 6, 7, видно, что распределение энергии в спектре ядра отличается от непрерывного спектра внешних областей в основном в красной и ультрафиолетовой частях спектра. По кривым 1—6 видно, что в спектре ядра наблюдается резкое увеличение потока в фильтре 7400 Å, в ультрафиолете ($\lambda < 3700$ Å) поток растет с уменьшением длины волны. В остальном спектры ядра и внешних областей галактики подобны. Исключение составляют лишь кривые 9 и 12'.

На фиг. 8 сплошной линией показана средняя кривая распределения энергии в спектре ядра NGC 4303, полученная усреднением кривых 1—6. Основным наблюдательным фактом, вытекающим из рассмотрения фиг. 5—8, является наличие скачка в непрерывном спектре ядра галактики. Отношение потока в $\lambda = 4000$ Å к потоку в $\lambda = 3600$ Å составляет $4,4 \pm 0,65$.

При фотоэлектрических наблюдениях в качестве звезды сравнения была выбрана звезда спектрального типа АЗ, которая сама имеет скачок в этой области спектра. Поэтому не исключена возможность внесения некоторой систематической ошибки в окончательный результат. Аргументом в пользу надежного определения величины скачка является удовлетворительное согласие результатов, полученных из фотоэлектрических и фотографических измерений (фиг. 5). Здесь важно, что при фотографических наблюдениях стандартами служили звезды спектральных типов F9 и G0, не имеющие скачка в спектре. На фиг. 8 также хорошо видно резкое увеличение потока от ядра в фильтре 7400 Å и рост потока по мере продвижения в ультрафиолетовую область непрерывного спектра.

Эмиссионные линии. Полученный спектр ядра NGC 4303 охватывает диапазон 4000—7000 Å. Нами отождествлены следующие эмиссионные линии: H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} ; He I 4387, 4472, 5876 Å; N_1 и N_2 . К сожалению,



Фиг. 5. Распределения энергии в спектре ядра NGC 4303

Все кривые нормированы к длине волны 5200 Å ($F_{\lambda 5200} = 1$). Темными кружкам отмечены фотографические наблюдения, светлыми — фотоэлектрические наблюдения

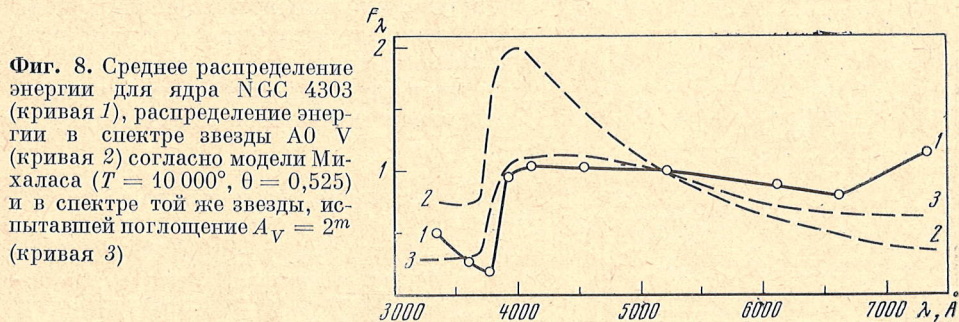
Фиг. 6. Распределения энергии в спектре областей, расположенных вдоль перемычки NGC 4303

Все кривые нормированы к длине волны 5200 Å

Фиг. 7. Распределения энергии в спектре областей, расположенных в направлении, перпендикулярном перемычке NGC 4303

Все кривые нормированы к длине волны 5200 Å

недостаточный спектральный материал и низкая дисперсия не позволяют сделать более полных отождествлений и количественных оценок. Вычислен лишь поток в эмиссионной линии H_{α} : $F_{H_{\alpha}} = 2,3 \cdot 10^{-18}$ эрг/см²·сек. Особенность спектра ядра NGC 4303 заключается в том, что все наблюдаемые эмиссионные водородные линии имеют спутники в поглощении с длинноволновой стороны (фиг. 9).



Фиг. 8. Среднее распределение энергии для ядра NGC 4303 (кривая 1), распределение энергии в спектре звезды A0 V (кривая 2) согласно модели Михаласа ($T = 10\,000^{\circ}$, $\theta = 0,525$) и в спектре той же звезды, испытавшей поглощение $A_V = 2^m$ (кривая 3)

Обсуждение результатов

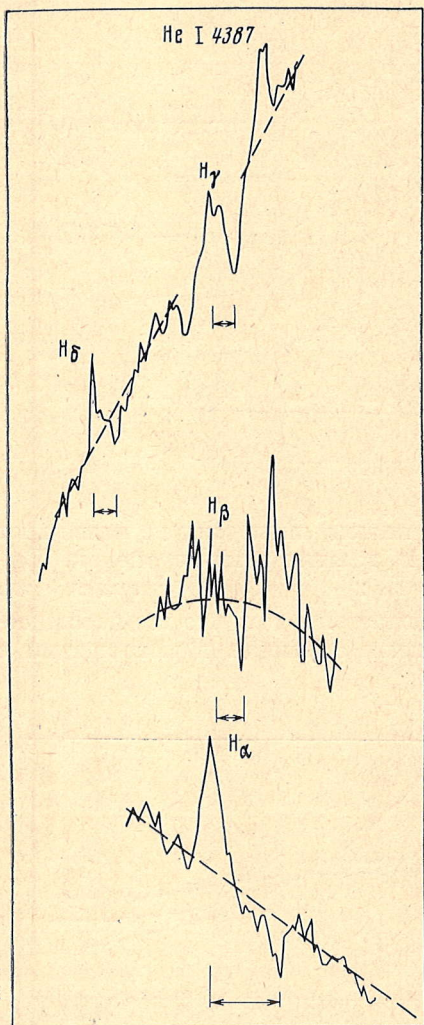
Как уже отмечалось, характерной особенностью непрерывного спектра ядра NGC 4303 является наличие скачка в области 3600—4000 Å. Среди известных космических объектов такой скачок наблюдается лишь у звезд спектральных типов В — F. Однако отношение потока в $\lambda = 4000$ Å к потоку в $\lambda = 3600$ Å даже у звезд А0, имеющих наибольшую величину бальмеровского скачка среди звезд, равняется 2,5—2,7, тогда как подобное отношение для спектра ядра NGC 4303 превышает 4. Объяснить столь большую величину этого отношения различными наборами звезд поздних спектральных типов не удалось. С другой стороны, непрерывный спектр звезд А0 — А3, испытавших межзвездное поглощение, удовлетворительно согласуется с наблюдаемым непрерывным спектром ядра галактики в его коротковолновой области. Вследствие селективности закона поглощения величина скачка при больших значениях поглощения заметно увеличивается. Распределение энергии в спектре ядра NGC 4303 наилучшим образом представляется непрерывным спектром звезд А0, испытавших поглощение $A_V = 2^m$.

Для вычислений мы использовали распределение энергии в спектре звезды А0 согласно модели Михаласа [9], учитывающей влияние бальмеровских линий на величину и ширину скачка. При вычислениях величины

бальмеровского скачка для покрасневшей звезды принимался нормальный закон межзвездного покраснения $1/\lambda$. В действительности закон покраснения в ядре NGC 4303 может существенно отличаться от закона $1/\lambda$, однако такое отличие внесет пренебрежимо малые ошибки в определение величины скачка у покрасневшей звезды [10].

Известно, что звездный состав центральных областей галактик очень сложен, и спектр ядра (центральной области) не может быть полностью описан спектром одной звезды. Из количественного анализа звездного состава ядер галактик различных морфологических типов (Вуд [11], Морган и Остерброк [12]) следует, что в них преобладают красные гиганты и сверхгиганты.

Однако присутствие в ядре красных гигантов и сверхгигантов внесет основной вклад лишь в длинноволновую область спектра. Коротковолновый участок спектра будет определяться в основном звездами спектрального типа А, если даже их процент в ядре будет очень мал, поскольку их светимости на порядки превосходят в этой области светимости звезд поздних спектральных типов (одна звезда А0 на 1000 звезд К5).



Фиг. 9. Отдельные части спектра ядра NGC 4303

Район $H\beta$ получен усреднением [только двух спектров, что привело к большому разбросу в непрерывном спектре. Стрелками отмечены расстояния между центрами эмиссионных линий и линий поглощения

Необходимым следствием такого объяснения величины скачка в не прерывном спектре является присутствие пыли в ядре NGC 4303. Минимальное значение $A_V = 2^m$ получается по звездам A0 — A3. Если представлять коротковолновый участок спектра более поздними звездами A5 — F5, то потребовалось бы большее поглощением ($5^m - 10^m$). Поглощением света в нашей Галактике в направлении на NGC 4303 можно пренебречь.

Следует отметить, что на присутствие звезд A — F в центре NGC 4303 указывает также подобие распределения энергии в спектрах ее ядра и внешних областей (фиг. 5—7), т. е. плоской составляющей галактики, спектр которой определяется, как правило, ранними звездами первого типа населения. Указанное подобие непрерывных спектров подтверждается и наблюдениями Тиффта [1], которые дают незначительные изменения показателей цвета с расстоянием от центра галактики.

Другую особенность спектра NGC 4303, а именно наблюдаемые профили водородных линий (фиг. 9), можно объяснить систематическим смещением в коротковолновую сторону эмиссионных линий относительно водородных линий поглощения, принадлежащих звездной компоненте ядра. Такое смещение линий указывает на движение системы газа в целом от ядра галактики к наблюдателю (типа выброса). А само присутствие в спектре ядра галактики водородных линий поглощения может быть дополнительным аргументом в пользу существования в ядре звезд A — F.

Возрастание потока в красной и ультрафиолетовой частях непрерывного спектра ядра может указывать на присутствие в нем дополнительных источников инфракрасного и ультрафиолетового излучений. По наблюдениям Клейнмана и Лоу [13] NGC 4303 является источником инфракрасного излучения. Поток от всей галактики на $\lambda = 10$ мкм равен $1,9 \cdot 10^{-26}$ вт/м²·гц. Возможно, этот поток и наблюдаемое нами увеличение потока от ядра в красной области спектра обязаны одному и тому же источнику. Проверка такого предположения, а также выяснение вопроса о существовании ультрафиолетового избытка излучения в непрерывном спектре ядра NGC 4303 требуют дополнительных наблюдений в спектральной области около 1 мкм и увеличения точности измерений потока в ультрафиолете.

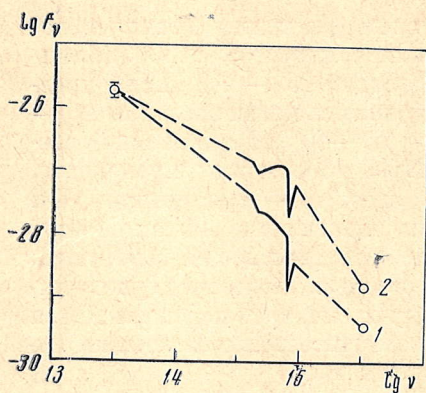
Представляет интерес величина потока излучения от ядра галактики в далеком ультрафиолете. В настоящее время нет еще опубликованных данных наблюдений о спектрах галактик в этой области. Метод, предложенный в [14], позволяет оценить величину потока от ядра за лаймановским пределом ($F_{912\text{Å}}^0$). Этот метод основан на том, что количество бальмеровских квантов (включая бальмеровский континуум) N_{bal} , испущенных каким-либо источником в ядре, должно равняться количеству L_c -квантов. Здесь приходится предполагать, что водород полностью непрозрачен за пределом серии Лаймана. Поток за пределом этой серии может быть вычислен по формуле

$$(F_{912\text{Å}}^0) \int_1^{1,81} x^{-(\alpha+1)} dx = 3,25 K_{H_\alpha} F_{H_\alpha}(\nu),$$

где α — спектральный индекс; K_{H_α} — коэффициент, учитывающий межзвездное поглощение в длине волны H_α ; 3,25 — коэффициент, учитывающий отношение всех бальмеровских квантов к квантам в линии H_α [15]; $F_{H_\alpha}(\nu)$ — поток в линии H_α , рассчитанный на единицу частоты.

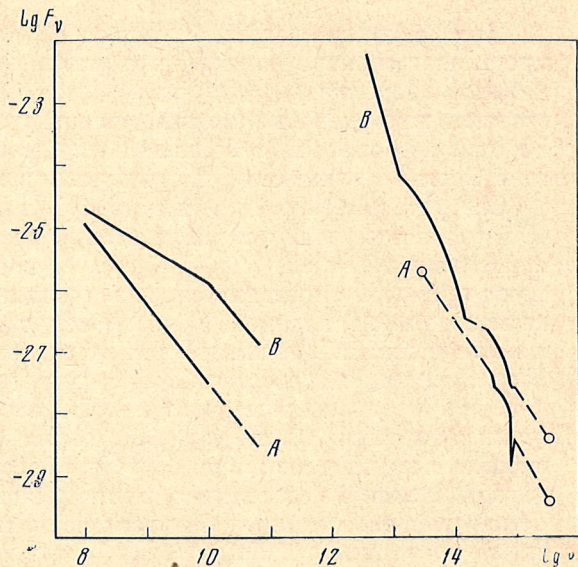
Эквивалентная ширина линии H_α в спектре ядра NGC 4303 равна 27 Å, соответствующий поток в непрерывном спектре от всего ядра составляет $F_{H_\alpha}^0 = 8,5 \cdot 10^{-15}$ эрг/см²·сек·Å, тогда полный поток в линии H_α равен

$$F_{H_\alpha} = 2,3 \cdot 10^{-13} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек};$$



Фиг. 10. Частотный спектр NGC 4303

1 — наблюдаемый спектр галактики; 2 — спектр, исправленный за межзвездное поглощение согласно закону $1/\lambda$ при $A_V = 2^m$



Фиг. 11. Сравнение частотных спектров NGC 4303 (кривая A) и сейфертовской галактики NGC 1068 (кривая B)

откуда

$$F_{H\alpha}(\nu) + \frac{F_{H\alpha}}{\nu_{H\alpha}} = 5,1 \cdot 10^{-31} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}.$$

Принимая значение $\alpha = 1$, $A_V = 0^m$ ($K_{H\alpha} = 1$), получим, что

$$(F_v^0)_{912\text{\AA}} = 3,7 \cdot 10^{-30} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц},$$

при $A_V = 2^m$ поглощение в длине волны H_α $A_{H\alpha} = 1^m58$ и $K_{H\alpha} = 4,3$, и тогда поток у 912 Å будет

$$(F_v^0)_{912\text{\AA}} = 1,6 \cdot 10^{-29} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}.$$

Следует отметить, что полученные значения представляют лишь нижний предел потока F_v^0 по нескольким причинам. Поток в линии H_α , по видимому, занижен, так как на эмиссионную линию накладывается линия поглощения, что уменьшает эквивалентную ширину H_α . Увеличение спектрального индекса ($\alpha > 1$) также приведет к увеличению потока F_v^0 . Если предположение о полной непрозрачности водорода за лаймановским пределом не справедливо для ядра NGC 4303 и $\tau_{Lc} < 1$, то F_v^0 тоже увеличится.

На фиг. 10 приведен частотный спектр NGC 4303 в диапазоне частот $10^{13} - 10^{16}$ гц. Значение потока в $\lambda = 10$ мкм взято из [13]. Сплошной линией 1 показан наблюдаемый оптический спектр ядра галактики, а точка 1 представляет соответствующий поток F_v^0 . Если предположение о присутствии пыли в ядре галактики справедливо, то в этом случае кривая 1 и поток у 912 Å, даваемый точкой 1, дают не исправленный за поглощение спектр галактики (наблюдаемый спектр). Кривая 2 и точка 2 дают в таком случае спектр ядра NGC 4303, исправленный за величину поглощения $A_V = 2^m$.

Фиг. 11 иллюстрирует сравнение наблюдаемого частотного спектра NGC 4303 с таким же спектром сейфертовской галактики NGC 1068. Данные по радиоизлучению NGC 4303 взяты из [16], а радиоспектр NGC 1068 построен по наблюдениям, приведенным в [17]. Спектр NGC 1068 в

инфракрасном диапазоне построен по наблюдениям Клейнмана и Лоу [13], а оптические данные взяты из статей Остерброка и Паркера [18] и Андерсона [19]. Поток от NGC 1068 за пределом серии Лаймана вычислен так же, как и для NGC 4303. Из фигуры видно, что непрерывный спектр NGC 4303 в большом интервале частот очень похож на спектр типичной сейфертовской галактики. Не исключено, что ядро NGC 4303 обнаруживает признаки сейфертовских галактик и по эмиссионным линиям, хотя, с другой стороны, эквивалентная ширина эмиссионной линии H_{α} NGC 4303 удовлетворяет зависимости цвет — эквивалентная ширина H_{α} для ядер нормальных галактик, полученной И. И. Проник [20]. При построении непрерывных спектров ядер NGC 4303 и NGC 1068 (фиг. 10 и 11) принималось, что излучение галактик в инфракрасном и радиодиапазонах обязано излучению их ядер, т. е. источники инфракрасного и радиоизлучения компактны и локализованы в центральных областях галактик.

Некоторые параметры ядра

Расстояние до NGC 4303 составляет 15 *Мпс*. Диаметр центральной области галактики (соответствующий 10" дуги), в который попадает основная часть излучения от ядра, равен 700 *пс*. Поток излучения от этой области в фильтре 5260 Å у Земли равен $2 \cdot 10^{-14}$ эрг/см²·сек·Å, тогда светимость ядра в этой длине волны $(L_{\text{я}})_{5260} = 5 \cdot 10^{38}$ эрг/сек·Å или $3,5 \cdot 10^8 (L_{\odot})_{5260}$. Из соотношения масса — светимость можно оценить общую массу звезд в ядре галактики

$$\frac{M_{\text{я}}}{(L_{\text{я}})_{5260}} = f \frac{M_{\odot}}{(L_{\odot})_{5260}}.$$

Согласно [11], для ядер спиральных галактик коэффициент f порядка 10, тогда

$$\frac{M_{\text{я}}}{(L_{\text{я}})_{5260}} = 10 \frac{M_{\odot}}{(L_{\odot})_{5260}} = 1,4 \cdot 10^4 \quad \text{и} \quad M_{\text{я}} = 7 \cdot 10^{42} \text{г} = 3,5 \cdot 10^9 M_{\odot}.$$

Исходя из оцененной нами величины поглощения $A_V = 2^m$, можно сделать оценку массы пыли в ядре галактики. Принимая удельную плотность пылевой материи 1 г/см³, размер пылинок 0,5 мкм и считая пыль распределенной по всему объему ядра, по соотношениям, приведенным в [21], получим что

$$M_{\text{п}} \approx 1,2 \cdot 10^{38} \text{г} = 7 \cdot 10^4 M_{\odot} \quad \text{или} \quad \frac{M_{\text{п}}}{M_{\text{я}}} = 2 \cdot 10^{-5}.$$

Выводы

1. Непрерывный спектр ядра NGC 4303 имеет скачок в области 3600—4000 Å. Его величину можно объяснить присутствием звезд А — F и пыли в ядре галактики. Исходя из полученной нами величины поглощения $A_V = 2^m$, делается оценка количества пыли в ядре галактики. Масса пыли $M_{\text{п}} = 2 \cdot 10^{38} \cdot M_{\text{я}} = 7 \cdot 10^4 M_{\odot}$.

2. Распределение энергии в спектре ядра отличается от непрерывного спектра внешних областей галактики в основном в ультрафиолетовой и красной областях спектра. Возможно, что увеличение потока в красной области в спектре ядра и наличие потока от галактики в инфракрасном диапазоне ($\lambda = 10$ мкм) обусловлены одним и тем же источником. В остальном непрерывные спектры ядра и различных участков галактики подобны.

3. Наблюдаемые профили водородных линий в спектре ядра можно объяснить, если предположить, что система газа представляет собой компактное образование типа выброса, движущегося от ядра к наблюдателю.

4. Вычислен поток излучения за лаймановским пределом, необходимый для ионизации водорода в ядре галактики. При $A_V = 2^m (F_V^0)_{912 \text{ \AA}} \leq 1,6 \cdot 10^{-29} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. По данным, имеющимся в настоящее время, приводится частотный спектр NGC 4303 в диапазоне частот $10^8 - 10^{16} \text{ гц}$. Этот спектр сравнивается с подобным непрерывным спектром типичной сейфертовской галактики NGC 1068. Сравнение показывает, что спектры похожи.

Авторы благодарны И. И. Проник, В. И. Пронику и К. К. Чуваеву за обсуждение работы и предоставление снимков ЭОП и спектров галактики. Мы благодарны также А. М. Зверевой за помощь при фотоэлектрических наблюдениях.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. V. G. Tifft. *Astron. J.*, 1969, **74**, 354.
2. G. Vaucouleurs, A. Vaucouleurs. *Res. Cat. Br. Gal. Texas Pr.*, Austin, 1964.
3. M. L. Humason, N. U. Mayall, A. R. Sandage. *Astron. J.*, 1956, **61**, 97.
4. W. W. Morgan. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1959, **71**, 394.
5. Ch. Bertaud. *Ann. D'Astrophys.*, 1961, **24**, 516.
6. В. И. Проник, А. Г. Шербакоев. *Астрофизика*, 1970, **6**, 526.
7. V. W. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald. *Publ. Naval Obs.*, Ser. 2, 1968, **21**, 5.
8. И. И. Проник, К. К. Чуваев. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1967, **38**, 219.
9. D. Mihalas. *Astrophys. J. Suppl.*, 1966, № 114, 1.
10. L. Divan. *Astron. and. Astrophys.*, 1971, **12**, 76.
11. D. B. Wood. *Astrophys. J.*, 1966, **145**, 36.
12. W. W. Morgan, D. E. Osterbrock. *Astron. J.*, 1969, **74**, 515.
13. D. E. Kleinmann, F. J. Low. *Astrophys. J.*, 1970, **159**, L165.
14. В. В. Головатый, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1972, **44**, 33.
15. H. Zanstra. *Bull. Astron. Netherl.*, 1960, **15**, 237.
16. L. Aizu, Y. Fujimoto, H. Hasigawa, K. Kawabata, M. Taketani. *Progr. of Theoret. Phys. Suppl.*, 1964, **31**, 35.
17. K. J. Kellermann. *Publ. Owens Valley Radio Obs.*, 1964, **1**, № 1.
18. D. E. Osterbrock, R. A. Parker. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 892.
19. K. S. Anderson. *Astrophys. J.*, 1970, **162**, 743.
20. И. И. Проник. *Астрон ж.*, 1972, **49**, 768.
21. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. *Межзвездная среда*. М., Физматгиз, 1963, стр. 211.

РАСЧЕТ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ СПЕКТРОВ
ВОЛОКОН КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

В. В. Головатый, В. И. Проник

Рассчитана ионизация H, He, O, N, Ne и S в волокнах Крабовидной туманности и вычислены интенсивности основных эмиссионных линий. Расчеты проводились для волокон оптически тонких ($\tau_{L_c} \ll 1$) и оптических толстых ($\tau_{L_c} \gg 1$) в частотах лаймановского континуума. Показано, что наблюдаемый средний спектр волокон [1] хорошо согласуется с расчетами для модели $\tau_{L_c} \gg 1$ при $F_{912\text{Å}} = 1,5 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{с}$, $\alpha = -0,55$, $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$ и химическом составе, найденном Волтьером. Наблюдаемое различие в интенсивностях линий различных волокон можно объяснить разными значениями электронной температуры и ионизации в волокнах.

THEORETICAL COMPUTATIONS AND INTERPRETATION OF THE OBSERVED SPECTRA OF THE GASEOUS FILAMENTS OF CRAB NEBULAE, by V. V. Golovaty, V. I. Pronik.— The ionization of H, He, O, N, Ne and S in the gaseous filaments of Crab Nebulae is computed, and the intensities of main emission lines are calculated. The calculations are made for two cases: the optically thin ($\tau_{L_c} \ll 1$) filaments and optically thick ($\tau_{L_c} \gg 1$) filaments in Lyman continuum.

The observed mean spectrum of filaments [1] was shown to be in good agreement with the theoretical one for the model $\tau_{L_c} \gg 1$, $F_{912\text{Å}} = 1,5 \cdot 10^{-26} \text{ watt/m}^2 \cdot \text{s}$, $\alpha = -0,55$, $n_e = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ and for the abundances of chemical elements found by Woltjer.

The observed difference in intensities of various filaments may be explained by variations of the electron temperature and ionization in filaments.

Опубликованные Волтьером [1] в 1958 г. результаты обработки спектров большого количества отдельных волокон Крабовидной туманности и предложенный им механизм возбуждения газа в волокнах послужили основой для детального исследования физических условий в туманности. Волтьер показал, что синхротронное L_c -излучение «аморфной массы» Крабовидной туманности вполне обеспечивает ионизацию газа в волокнах. Попытка рассчитать теоретический спектр волокон позже была предпринята Вильямсом [2], а также Давидсоном и Такером [3] с целью объяснить наблюдаемый средний спектр волокон. Рассчитанные в [3] спектры для нескольких моделей волокон хорошо согласуются с наблюдаемым средним спектром. В этом расчете только интенсивности линий He II $\lambda 4686$ получились примерно в три раза слабее и геометрическая толщина ионизованного газа меньше, чем наблюдается.

Однако, как отмечалось нами ранее [4], характерной особенностью спектров газовых волокон Крабовидной туманности является сильное изменение интенсивностей эмиссионных линий при переходе от одного волокна к другому. Реальность этих различий обсуждалась в работе [4] и не вызывает никаких сомнений. Их диапазон настолько велик, что такие понятия, как «средний спектр» или «средняя температура», при исследовании спектров конкретных волокон теряют всякий смысл. Естественно предположить, что наблюдаемое разнообразие спектров связано с разно-

образом параметров самих волокон, поскольку характеристики поля излучения, в котором они находятся, вряд ли могут существенно меняться при переходе от одного волокна к другому, тем более в пределах одного и того же волокна. Для проверки этого предположения нами и был проведен расчет ионизации газа в волокнах.

Величина потока синхротронного излучения Крбовидной туманности на границе Лаймана ($F_{\nu_0} = 1,5 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$) и значение спектрального индекса за лаймановским пределом ($\alpha = -0,55$), полученные ранее [5], позволили рассчитать конкретные модели волокна и проследить, как влияет на ионизацию газа (и интенсивности линий) оптическая толщина волокна и концентрация электронов в нем. Поскольку ионизирующее синхротронное излучение все же может оказаться неоднородным (из-за наличия рядом с газовым волокном отдельных сгустков «аморфной массы» или «плазмонов»), то набор рассчитанных нами моделей волокон при оптической толщине $\tau_{L_c} \ll 1$ включает также случаи с различными значениями F_{ν_0} и α . Расчет ионизации H и He, выполненный нами ранее [4], показал, что только при относительном обилии $\text{He}/\text{H} \approx 0,50$, вычисленные интенсивности линий He I $\lambda 4471$ и He II $\lambda 4686$ согласуются с наблюдаемыми. При этом различие в интенсивностях линий He для разных волокон можно объяснить различием в оптической толщине в частотах лаймановского континуума.

Заметим, однако, что расчет был сделан при некоторых упрощающих предположениях, а именно: считалось, что электронная температура T_e не меняется с толщиной волокна и равна $17\,000^\circ$ (среднее наблюдаемое значение T_e , полученное по многим волокнам), а также не учитывалась ионизация атомов H⁰ и He⁰ квантами, рассеянными в резонансных линиях He I и He II. Наблюдаемую дисперсию T_e в волокнах туманности ($8000^\circ - 20\,000^\circ$) нельзя объяснить только случайными ошибками (это обстоятельство не дает основания для ее усреднения), поэтому в настоящей работе наряду с интенсивностями линий разных ионов для каждой конкретной модели волокна из условий энергетического баланса находилось значение T_e . В случае модели оптически толстого волокна изменение T_e с глубиной учитывалось путем совместного решения уравнений ионизационного равновесия и энергетического баланса. Учет рассеянных квантов в резонансных линиях He I и He II производился так же, как и в работе Вильямса [2]. При расчете моделей оптически толстых волокон считалось, что плотность газа по всей толщине волокна постоянная, размеры волокон велики по сравнению с толщиной ионизованного газа, а ионизирующий поток падает на поверхность волокон только с одной стороны (волокна находятся вне источника L_c-квантов), что, по-видимому, справедливо для большинства волокон туманности).

1. Уравнения ионизационного равновесия

Весьма вероятно, что в Крбовидной туманности имеются волокна с самыми различными оптическими толщинами в частотах лаймановского континуума (при наблюдаемой дисперсии плотности и линейных размеров волокон дисперсия τ_{L_c} должна быть значительной), мы же будем рассматривать только два крайних случая: оптически тонкие волокна и волокна с бесконечно большой оптической толщиной. Эти модели при прочих равных условиях должны иметь максимальное различие в спектрах волокон.

Естественно предположить, что спектры с промежуточными значениями τ_{L_c} будут иметь некоторые средние характеристики.

Рассчитывалась ионизация следующих атомов: H, He, O, N, Ne и S. Пятой и последующими стадиями ионизации мы пренебрегали. Вывод уравнений ионизационного равновесия изложен в работе [4]. Для опти-

чески тонкого случая уравнение остается без изменений и имеет следующий общий вид:

$$\frac{A_{(i+1)}}{A_i} n_e = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_{\nu_0(i)}}{h \sum_1^{\infty} C_i(A_i)} \int_{\nu_0}^{\infty} \left(\frac{\nu}{\nu_{0i}}\right)^{-\alpha} \sigma_{\nu}(A_i) \frac{d\nu}{\nu}, \quad (1)$$

где R и r — соответственно расстояние до туманности и среднее расстояние волокон от центра туманности; F_{ν_0} — «наблюдаемый» на расстоянии Земли поток синхротронного излучения от туманности у предела главной серии данного атома (в случае отсутствия межзвездного поглощения и поглощения в волокнах); C_i — коэффициент рекомбинации и σ_{ν} — эффективное сечение фотоионизации. Электронная температура T_e входит в это уравнение только через коэффициент рекомбинации. Значение n_e определяется из условия

$$n_e = \text{H}^+ + \text{He}^+ + 2\text{He}^{++}.$$

При выводе уравнения ионизационного равновесия для оптически толстого волокна приняты следующие предположения.

1) Считалось, что непрозрачность газа в лаймановском континууме определяется только атомами H и He. В этом случае все ионизирующие излучения удобно разбить на три интервала длин волн ($\lambda\lambda 912-504$, $\lambda\lambda 504-228$ и $\lambda\lambda 228-100$ Å), в каждом из которых имеется свое значение оптической толщины:

$$\begin{aligned} \tau'_{\nu} &= \tau'_0(\text{H}^0) x^{-3}, & x &= \nu/\nu'_0, \\ \tau''_{\nu} &= \tau''_0(\text{H}^0, \text{He}^0) x^{-2,3}, & x &= \nu/\nu''_0, \\ \tau'''_{\nu} &= \tau'''_0(\text{H}^0, \text{He}^0, \text{He}^+) x^{-3}, & x &= \nu/\nu'''_0. \end{aligned}$$

2) При учете диффузного излучения считалось, что рассеяние одномерное и происходит в полубесконечной среде на атомах только одного сорта¹. Так кванты с $\lambda\lambda 912-504$ Å рассеиваются только на атомах H^0 , кванты с $\lambda\lambda 504-228$ Å — на атомах He^0 , а кванты $\lambda\lambda 228-100$ Å — на атомах He^+ .

Переход диффузных квантов из одного интервала частот в другой (вызванный тем, что в процессе рассеяния диффузные кванты второго интервала частично поглощаются атомами H^0 , а кванты третьего интервала — атомами H^0 и He^0) учитывался приближенно.

Уравнение ионизационного равновесия для водорода в случае большой оптической толщины имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\text{H}^+}{\text{H}^0} n_e &= \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_{\nu'_0}(\text{H}^0)}{h \sum_1^{\infty} C_i(\text{H}^+)} \left\{ \int_1^{1,81} x^{-(\alpha+4)} e^{-\tau'_{\nu}} dx + \frac{\bar{\sigma}'_0}{\sigma'_0} r_{\text{H}^0} \int_1^{1,81} x^{-(\alpha+1)} \varphi_{\text{H}^0} [\tau'_0(\text{H}^0)] dx + \right. \\ &+ \frac{\bar{\sigma}''_0}{\sigma''_0} \left(\frac{\nu''_0}{\nu'_0}\right)^{-\alpha} \int_1^{2,21} x^{-(\alpha+4)} e^{-\tau''_{\nu}} dx + 1,17 \frac{\bar{\sigma}''_0}{\sigma''_0} \left(\frac{\nu''_0}{\nu'_0}\right)^{-\alpha} r_{\text{He}^0} \int_1^{2,21} x^{-(\alpha+1)} \varphi_{\text{He}^0} \times \\ &\times [\tau''_0(\text{He}^0)] dx + \frac{\bar{\sigma}'''_0}{\sigma'''_0} \left(\frac{\nu'''_0}{\nu'_0}\right)^{-\alpha} \int_1^{2,28} x^{-(\alpha+4)} e^{-\tau'''_{\nu}} dx + 1,66 \frac{\bar{\sigma}'''_0}{\sigma'''_0} \left(\frac{\nu'''_0}{\nu'_0}\right)^{-\alpha} r_{\text{He}^+} \times \\ &\left. \times \int_1^{22,8} x^{-(\alpha+1)} \varphi_{\text{He}^+} [\tau'''_0(\text{He}^+)] dx \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где $\bar{\sigma}$ относится к диффузному излучению, а φ_{H^0} , φ_{He^0} и φ_{He^+} — функции рассеяния [6], определяющие поток диффузного излучения в каждом

¹ Решение этой задачи получено Р. Е. Гершбергом [6].

из интервалов длин волн на определенной глубине и зависящие от вероятности выживания кванта; r — коэффициент отражения, зависящий только от вероятности выживания кванта при поглощении определенным сортом атомов. Количество штрихов указывает на интервал длин волн.

Первый, третий и пятый интегралы в уравнении (2) учитывают ионизацию водорода прямым излучением всех трех интервалов длин волн, остальные интегралы учитывают ионизацию H^0 диффузным излучением, рассеянным на атомах H^0 , He^0 и He^+ . Числа перед четвертым и шестым интегралами учитывают ионизацию H^0 резонансными линиями $He\ I$ и $He\ II$.

Аналогично запишутся уравнения равновесия для He^0 и He^+ .

$$\frac{He^+}{He^0} n_e = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_{\nu_0}'' \sigma_0''(He^0)}{h \sum_1 C_i(He^+)} \left\{ \int_1^{2,21} x^{-(\alpha+3,3)} e^{-\tau''} dx + \frac{\bar{\sigma}''}{\sigma_0''} r_{He^0} \int_1^{2,21} x^{-(\alpha+1)} \varphi_{He^0} [\tau_0''(He^0)] dx + \right. \\ \left. + \frac{\sigma_0'''}{\sigma_0''} \left(\frac{\nu_0'''}{\nu_0''}\right)^{-\alpha} \int_1^{2,23} x^{-(\alpha+3,3)} e^{-\tau'''} dx + 1,66 \frac{\bar{\sigma}'''}{\sigma_0'''} \left(\frac{\nu_0'''}{\nu_0''}\right)^{-\alpha} r_{He^+} \times \right. \\ \left. \times \int_1^{2,28} x^{-(\alpha+1)} \varphi_{He^+} [\tau_0'''(He^+)] dx \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{He^{++}}{He^+} n_e = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_{\nu_0}''' \sigma_0'''(He^+)}{h \sum_1 G_i(He^{++})} \left\{ \int_1^{2,28} x^{-(\alpha+4)} e^{-\tau'''} dx + \frac{\bar{\sigma}'''}{\sigma_0'''} r_{He^+} \int_1^{2,28} x^{-(\alpha+1)} \varphi_{He^+} [\tau_0'''(He^+)] dx \right\}.$$

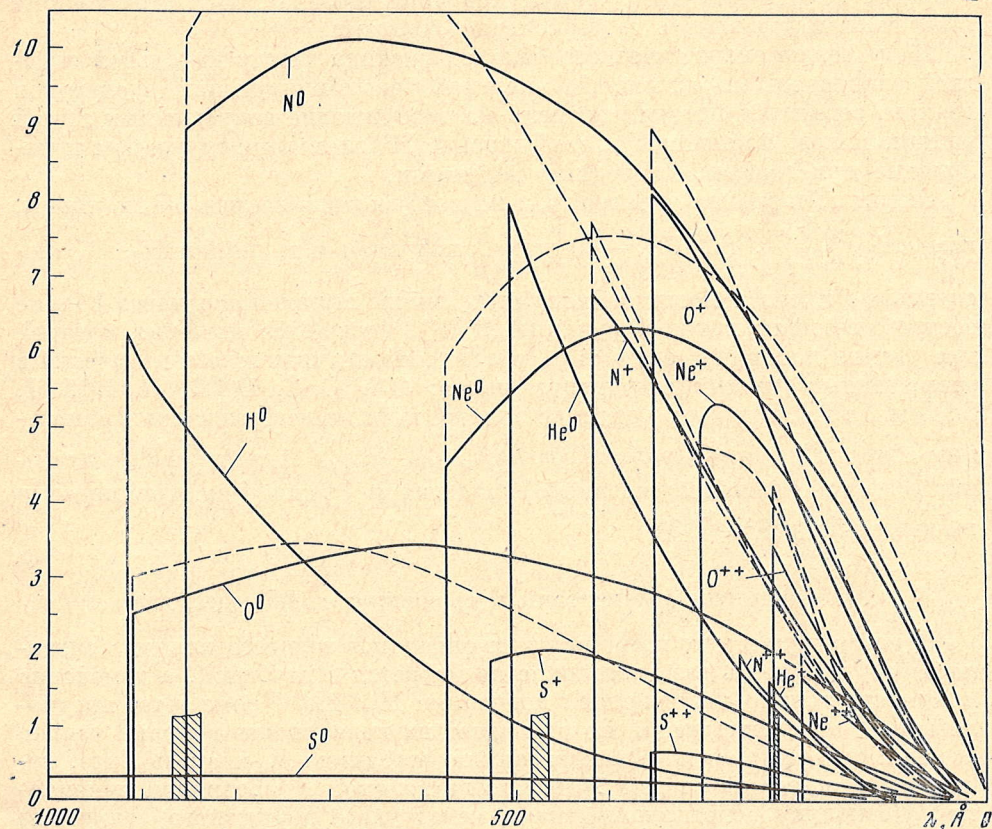
Такой же вид имеют уравнения ионизационного равновесия для O, N, Ne и S. Количество интегралов в них зависит от частоты на границе поглощения данным сортом атомов. От этого же зависит необходимость учета диффузного излучения в резонансных линиях $He\ I$ и $He\ II$.

Эффективные сечения фотоионизации σ , всех рассматриваемых атомов и зависимость их от частоты показаны на фиг. 1. Приведенные нами значения σ , для атомов серы являются в какой-то мере произвольными, так как получены экстраполяцией параметров B, s, α , справедливой лишь для изоэлектронного ряда второго периода таблицы Менделеева (сера относится к изоэлектронному ряду третьего периода). Коэффициенты рекомбинаций для H и He взяты из работ [9, 10]; для тяжелых элементов они вычислялись в водородоподобном приближении по формуле Ситона [11]. Численные значения их приведены в табл. 1.

Таблица 1

Коэффициенты рекомбинаций (в единицах 10^{-14} см³/сек)

$T_e, 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}$	H		He			O			N			Ne			S		
	H ⁺		He ⁺	He ⁺⁺		O ⁺	O ⁺⁺	O ⁺⁺⁺	N ⁺	N ⁺⁺	N ⁺⁺⁺	Ne ⁺	Ne ⁺⁺	Ne ⁺⁺⁺	S ⁺	S ⁺⁺	S ⁺⁺⁺
6	59,65	61,0	308	59,3	567	1886	62,4	508	1721	81,7	627	2063	49,0	436	1414		
8	48,4	50,0	252	48,5	471	1576	50,7	421	1436	66,8	520	1724	39,9	361	1178		
10	41,2	43,1	218	41,2	407	1369	43,3	364	1247	57,2	450	1498	33,9	311	1023		
12	36,0	38,0	191	36,0	361	1220	38,0	322	1111	50,4	400	1336	29,6	276	910		
14	32,3	34,3	172	32,4	326	1103	33,9	291	1006	45,1	361	1212	26,4	249	824		
16	29,3	31,3	157	29,3	299	1016	30,8	266	924	40,9	331	1113	23,9	222	756		
18	26,8	28,9	145	26,8	276	942	28,2	246	857	37,6	306	1033	21,8	210	700		
20	24,8	26,9	135	24,8	257	880	26,0	229	801	34,9	285	965	20,2	196	654		
22	23,1	25,2	127	23,1	241	827	24,3	215	753	32,5	268	908	18,8	183	614		
24	21,6	23,8	119	21,7	228	783	22,7	203	713	30,5	253	859	17,6	173	580		

$\sigma, 10^{-18} \text{ см}^2$ 

Фиг. 1. Эффективные сечения фотоионизации и зависимость их от длины волны для различных атомов

Сплошные линии — по данным [7], штриховые — по данным [8]. Заштрихованные области указывают на изменение частоты диффузного излучения при изменении электронной температуры газа от 10 000 до 20 000° К

2. Энергетический баланс свободных электронов в волокнах

Поскольку основную долю энергии свободные электроны в газовых туманностях получают, как правило, при ионизации атомов, то главным источником «нагрева» электронов в волокнах является L_c -излучение. Вопрос о дополнительных источниках энергии возникает только в том случае, если «нагрев» L_c -излучением не сможет обеспечить наблюдаемой температуры (при условии, что последняя найдена уверенно). Мы считали, что основным поставщиком электронов является водород и гелий. Тогда начальная энергия свободных электронов определяется как среднее, взвешенное по количеству соответствующих актов ионизации, из средних энергий: получаемых электронами при ионизации H^0 (прямым и диффузным излучением трех интервалов), при ионизации He^0 (прямым и диффузным излучением второго и третьего интервалов) и при ионизации He^+ (прямым и диффузным излучением третьего интервала). Энергия рекомбинирующих электронов определялась как среднее, взвешенное по количеству актов рекомбинаций, из энергии электронов, рекомбинирующих на H^+ , He^+ , He^{++} . Значения последних равны $3a/2kT_e$, где a принималось равным 0,52 для H^0 , 0,53 для He^0 и 0,57 для He^+ (зависимость a от T_e очень слабая [10]). Для оптически тонкого волокна начальная энергия свобод-

ных электронов определяется как средневзвешенное из средних значений энергий, получаемых электронами при ионизации H^0 , He^0 , He^+ излучением всех частот вплоть до бесконечно больших.

По условию энергетического баланса разница между начальной энергией электронов и «конечной» энергией рекомбинирующих электронов должна равняться потерям энергии на возбуждение запрещенных линий разных ионов, ионизацию и возбуждение H^0 электронным ударом и излучение при свободно-свободных переходах.

Энергия, теряемая электронами на возбуждение запрещенных линий, равна $E_{H\beta} \sum_i \frac{I_i}{I_{H\beta}}$, где $E_{H\beta}$ — энергия, излучаемая в линии $H\beta$, а относительные интенсивности запрещенных линий выражаются через обилие соответствующих ионов и функцию $\Theta(T_e)$, численные значения которой для разных ионов приведены в работе [12]. Нами учитывалось излучение в запрещенных линиях следующих ионов: O I, O II, O III, N II, S II, S III и Ne III. Энергия, теряемая электронами на возбуждение и ионизацию атомов H^0 ударом, равна $H^0 n_e \{ \sum b_{1n} \chi_{1n} + \gamma_{k\lambda} \chi_{k\lambda} \}$, где численные значения коэффициентов возбуждения (b) и ионизации (γ) для разных температур вычислены в работе [13].

3. Результаты вычислений и сравнение с наблюдениями

В рассматриваемых нами моделях оптически толстого волокна считалось, что плотность газа в волокне не меняется с глубиной, а изменение n_e связано только с изменением ионизации H и He. Кроме того, предполагалось, что ионизирующий поток падает на поверхность волокна только с одной стороны (волокна находятся вне источника L_c -квантов), что, по видимому, имеет место для большинства волокон Крабовидной туманности. Поскольку используемый нами метод учета диффузного излучения справедлив лишь для полубесконечной среды, то тем самым автоматически считается, что размер волокон велик по сравнению с толщиной ионизованного газа. Если в действительности эти величины сравнимы, то спектр волокон должен иметь характеристики, средние между вычисленными для оптически тонкого и толстого случаев.

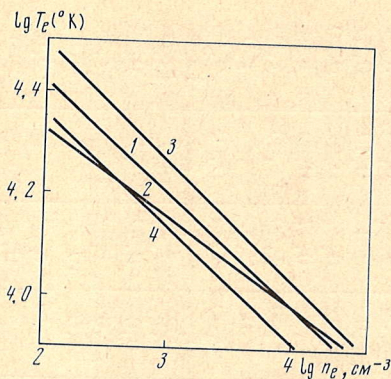
Методика расчета ионизации газа в волокнах следующая. Уравнение ионизационного равновесия и уравнение энергетического баланса решались совместно методом последовательных приближений. При заданном начальном значении T_e (нулевое приближение) рассчитывалась ионизация атомов и затем из уравнения баланса получалось первое приближение для T_e . Больше двух приближений не делалось, так как разность значений T_e , полученных для второго и третьего приближений, не превышала 100° . В качестве нулевого приближения для случая $\tau_{Lc} \ll 1$ принималось значение $T_e = 17\,000^\circ$. Для случая $\tau_{Lc} \gg 1$, когда система уравнений решалась последовательно для тонких плоскопараллельных слоев, в качестве нулевого приближения T_e последующего слоя принималось значение T_e , найденное для предыдущего. В таких случаях достаточно было даже одного приближения.

Все расчеты проводились для химического состава: $He/H = 0,54$; $O/H = 7,2 \cdot 10^{-4}$; $N/H = 4,7 \cdot 10^{-4}$; $Ne/H = 3,7 \cdot 10^{-4}$; $S/H = 2,2 \cdot 10^{-4}$ [1]. Обилие водорода для разных моделей задавалось таким, чтобы электронная плотность при данном химическом составе перекрывала диапазон примерно от 10^2 до 10^4 см^{-3} . Значения плотности атомов водорода $H = H^0 + H^+$, потока ионизирующего излучения F_{ν_0} и спектрального индекса α для каждой конкретной модели волокна приведены в табл. 2.

Оптически тонкий случай. Вычисленные интенсивности основных эмиссионных линий приведены в табл. 2. Для перехода от относительного оби-

Таблица 2

Линия	$\tau_{L_C} \leq 1$												$\tau_{L_C} \geq 1$				
	$\alpha = -0,55$												$\alpha = -0,55$				
	$\alpha = -1,0$						1,5						1,5				
	$F_{\nu_0}, 10^{-28} \text{ см}^2/\text{м}^2 \cdot \text{эВ} = 1,5$		3,0		0,75		6500		3250		65		3250		650		325
H (см^{-3}) = 3250	650	65	3250	650	3250	65	6500	3250	6500	3250	65	3250	6500	3250	650	325	
3727 [O II]	6,4	11,3	2,7	12,5	5,4	15,9	2,5	14,4	14,0	14,0	7,1	0,89	13,1	12,0	9,4		
3869+968 [Ne III]	0,38	4,1	16,7	3,7	14,4	13,6	0,94	1,75	1,75	9,0	11,9	11,2	4,0	2,7	4,7		
4068+76 [S II]	0,16	0,33	0,12	0,50	0,30	0,30	0,16	0,42	0,42	0,43	0,34	0,06	0,34	0,35	0,32		
4363 [O III]	0,01	0,32	1,7	0,26	1,15	0,04	1,3	0,05	0,10	0,77	1,12	1,08	0,05	0,19	0,44		
4471 He I	0,23	0,18	0,047	0,19	0,08	0,24	0,037	0,24	0,22	0,13	0,03	0,024	0,24	0,21	0,20		
4686 He II	0,34	1,51	4,3	1,33	3,6	0,36	4,5	0,45	0,70	2,61	3,36	4,78	0,47	0,86	1,01		
H_{β}	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00		
5007+4959 [O III]	3,7	27,2	49,5	23,5	49,2	6,9	42,0	7,8	13,7	45,1	53,0	31,0	8,3	18,4	31,0		
6300+64 [O I]	0,42	0,07	0,0001	0,15	0,007	0,90	0,002	0,65	0,36	0,03	0,012	0,003	1,35	0,30	0,16		
6548+83 [N II]	12,3	11,0	1,8	15,2	4,2	22,4	2,0	20,0	18,4	8,5	5,2	0,64	23,7	14,3	10,2		
6716+30 [S II]	9,8	16,5	3,5	20,2	8,6	14,8	4,2	15,2	18,7	15,1	10,3	1,5	17,5	18,7	13,9		
7320+30 [O II]	0,10	0,45	0,18	0,50	0,30	0,36	0,16	0,33	0,43	0,51	0,38	0,06	0,32	0,32	0,32		
9069+9532 [S III]	2,5	20,0	36,8	14,7	35,7	2,9	36,3	3,7	6,9	30,8	35,5	27,6	4,0	12,5	17,9		
T_e [O III], $10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	8,5	13,0	23	12,5	18,2	10	22	10	11	16	18	24,5	10	12,5	14,5		
$n_e, 10^8 \text{ см}^{-3}$	4,3	1,07	0,13	5,1	1,1	3,9	0,13	8,3	4,8	1,1	0,61	0,14	5	1	0,5		
$l, 10^{18} \text{ см}$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,4	6	25		



Фиг. 2. Зависимость электронной температуры T_e от плотности газа для модели оптически тонкого волокна при разных параметрах ионизирующего излучения: α и F_{ν_0} (10^{-26} $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$)
 1 — $F_{\nu_0} = 1,5$, $\alpha = -0,55$; 2 — $F_{\nu_0} = 1,5$, $\alpha = -1,00$; 3 — $F_{\nu_0} = 3,0$, $\alpha = -0,55$; 4 — $F_{\nu_0} = 0,75$, $\alpha = -0,55$

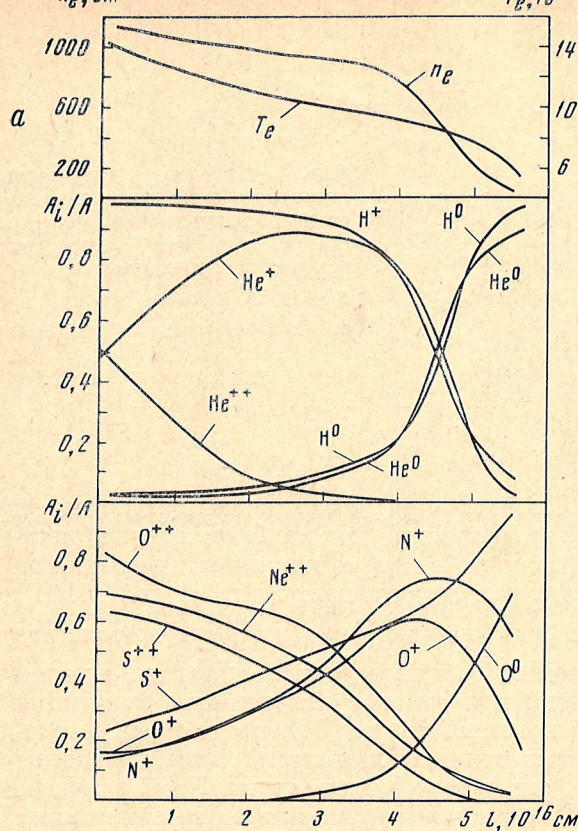
для ионов He^+/H^+ и $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ к относительным интенсивностям линий $\text{He I } \lambda 4471/\text{H}_\beta$ и $\text{He II } \lambda 4686/\text{H}_\beta$ использовались формулы Хармана и Ситона [10]. Интенсивности запрещенных линий (в единицах интенсивности линии H_β) находились по относительному обилию соответствующих ионов и функции Θ [12]. Электронная температура T_e , найденная из условия энергетического баланса, показывает явную зависимость от электронной плотности. На фиг. 2 представлена эта зависимость при разных значениях параметров ионизирующего излучения.

Таблица 3

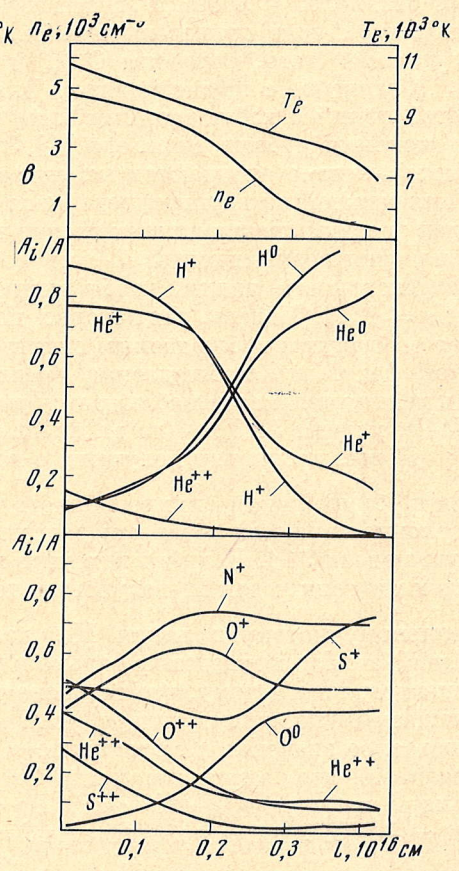
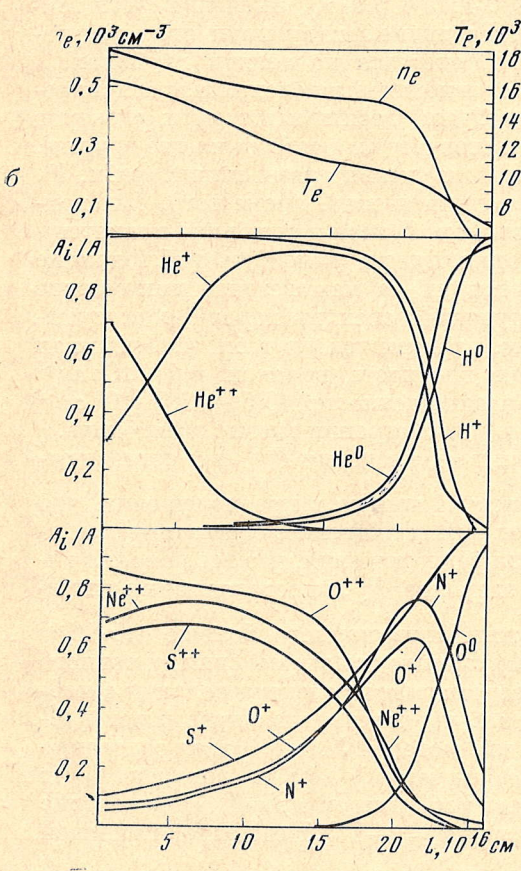
Линия	Первая группа					
	номер волокна по [1]					
	2100 v7/v8	2102 v5	2127 v4	2127 v1	2130 v11	Среднее
[O II] 3727+29	9,52	8,78	8,6	18,6	11,8	11,5
[Ne III] 3869+3968	2,18	1,8	2,00	—	2,4	2,1
[S II] 4068+76	0,26	0,09	0,19	—	0,25	0,20
[O III] 4363	0,20	—	0,21	—	0,28	0,23
He I 4471	0,11	0,15	—	0,16	—	0,14
He II 4686	0,94	0,94	1,00	1,53	1,22	1,13
H_β	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
[O III] 4959+5007	14,6	16,3	19,2	35,8	20,0	21,2
T_e [O III], $10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	14,5	—	13,2	—	14,5	14,0

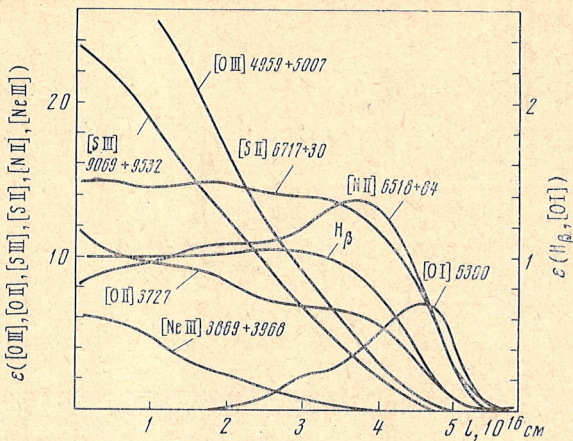
Таблица 3 (окончание)

Линия	Вторая группа						Среднее для всех волокон	k_λ ($A_V = 1,6^m$)
	номер волокна по [1]							
	2109 r9	2130 r4	2231 r8	2100 r5	2126 r5	среднее		
[O II] 3727+29	5,05	6,85	6,11	5,04	7,7	6,15	8,8	1,50
[Ne III] 3869+3968	1,08	1,74	1,68	1,54	1,36	1,48	1,8	1,40
[S II] 4068+76	0,28	0,72	0,52	—	0,14	0,41	0,30	1,35
[O III] 4363	0,18	0,22	0,04	—	—	0,14	0,18	1,20
He I 4471	0,22	0,26	0,17	0,21	0,17	0,21	0,18	1,14
He II 4686	0,47	0,43	0,67	0,60	0,50	0,53	0,83	1,07
H_β	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,00
[O III] 4959+5007	7,7	10,9	7,5	10,9	14,6	10,3	15,8	0,95
T_e [O III], $10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	19	18	11	—	—	16	15	



Фиг. 3. Изменение электронной плотности, температуры и ионизации различных элементов с глубиной в волокне при $n_e \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ (а), при $n_e \approx 0,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ (б, в)





Фиг. 4. Изменение излучения единицы объема газа в разных линиях с глубиной в волокне при $n_e \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ (единицы излучения произвольные)

Для линий H_β и [O II] масштаб по вертикальной оси увеличен в 10 раз

Оптический толстый случай. На фиг. 3 при разных значениях плотности представлена ионизация элементов, линии которых наиболее яркие в спектрах газовых туманностей. На этих же фигурах показаны изменения n_e и T_e с глубиной в волокне. Чтобы вычислить отношения $\text{He I}/H_\beta$ и $\text{He II}/H_\beta$, определялась мера эмиссии $\int N_i n_e dl$ (интегрирование ведется по толщине волокна) для каждого сорта атомов. Для определения относительных интенсивностей запрещенных линий находилось распределение излучения в каждой из линий с глубиной в волокне. На фиг. 4 показано такое распределение при $n_e \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$. Вычисленные интенсивности линий приведены в табл. 2. Так как электронная температура меняется с глубиной волокна, среднее значение ее определялось по вычисленным интенсивностям линий [O III] $\lambda 4363$ и $\lambda 5007$ и линий [S II] $\lambda 4075$ и $\lambda 6730$. Значения этих температур также приведены в табл. 2. Различие между ними является результатом того, что ионы O III и S II светятся на разных глубинах.

Сравнение с наблюдениями. Для сравнения вычисленных интенсивностей линий с наблюдаемыми были отобраны десять наилучших спектров волокон из работы Вольтера [1]. Эти спектры мы разбили на две группы, которые явно отличаются между собой интенсивностями линий (табл. 3). Для каждой из групп определялся средний спектр, кроме того, был найден средний спектр из всех десяти волокон. В этой же таблице приведены значения коэффициентов k_i^{13} , на которые нужно умножить наблюдаемые интенсивности линий, чтобы исправить их за межзвездное поглощение $A_V = 1^m.6$. Модели, для которых полученные спектры хорошо согласуются со средним наблюдаемым спектром, представлены в табл. 4. Учитывая тот факт, что наблюдаемая средняя плотность волокон $n_e \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$ (в действительности наблюдается диапазон плотностей $(0,5 \div 3,5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ [14]), модели № 3 и 4 из дальнейшего рассмотрения можно исключить.

Далее, поскольку полученные нами в [5] значения F_{ν_0}' и α согласуются с общим видом синхротронного спектра только в предположении, что волокна являются оптически толстыми, мы, естественно, отдаем предпочтение модели № 1. Если же исходить из предположения, что все волокна оптически тонкие для L_α -излучения, то значение F_{ν_0}' , определяемое по интегральному потоку в линии H_β , должно быть намного больше $1,5 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. Это приведет не только к нарушению плавности синхротронного спектра, но и к тому, что согласие теоретического спектра волокон с наблюдаемым получится при $n_e \geq 10^4 \text{ см}^{-3}$, что на порядок превышает наблюдаемое значение n_e . Сравнение n_e для моделей № 1 и 3 дает основание полагать, что вариант модели № 5 оптически толстых волокон будет иметь значение $n_e \geq 10^3 \text{ см}^{-3}$. Из этого мы делаем вывод, что значение $\alpha = -0,55$ ближе к действительному, чем $\alpha = -1,0$. Недостаток принятой

Таблица 4

Номер модели	F_{ν_0} , 10^{-26} $\text{вт./м}^2 \cdot \text{гц}$	α	n_e , 10^3 см^{-3}	T_e , °К
1*	1,5	-0,55	1,0**	12 500**
2	0,75	-0,55	1,2	14 000
3	1,5	-0,55	4	11 500
4	3,0	-0,55	8	11 000
5	1,5	-1,0	1,5	12 000

* Для модели № 1 $\tau_{\text{L}} \gg 1$, [для моделей № 2-5 $\tau_{\text{Lc}} \ll 1$.

** Значения n_e и T_e , осредненные по всей толщине волокна.

нами модели № 1 заключается в том, что вычисленное для нее значение $T_e = 12\,500^\circ$ заметно ниже наблюдаемого среднего $T_e = 15\,000^\circ$ (на трудность в объяснении наблюдаемого T_e указывал также Волтгер [1]).

Теперь попытаемся выяснить причину наблюдаемого различия в спектрах двух групп волокон, приведенных в табл. 3. Принимая во внимание хорошее качество отобранных спектров, различие в интенсивностях линий для этих групп мы считаем реальным. Интенсивности линий He II и He I определенно указывают на то, что ионизация газа в волокнах первой группы выше, чем во второй. В таком случае интенсивность линии [O II] $\lambda 3727$ в первой группе должна быть меньше, чем во второй. Между тем, интенсивность этой линии, как и линий [O III] $\lambda 5007$, 4959 в спектре волокон первой группы, больше примерно в два раза. Прямая зависимость между интенсивностями линий [O II] и [O III], вообще говоря, может быть вызвана различием в ионизации, когда большинство атомов кислорода находится в более высоких, чем [O III], стадиях ионизации. Но тогда придется считать, что ионизация газа в волокнах первой группы ниже, чем во второй, что противоречит линиям He. Поэтому единственной причиной прямой зависимости между интенсивностями линий [O II] и [O III] следует считать совместное влияние ионизации и электронной температуры (обе величины больше для волокон первой группы), поскольку трудно допустить, чтобы волокна отличались между собой химическим составом.

Такой вывод, однако, не согласуется с имеющимися наблюдаемыми оценками температуры для обеих групп волокон. Это противоречие, как и различие между вычисленной T_e для модели № 1 и наблюдаемым средним значением температуры, становится понятным (наблюдаемое T_e неверно), если указанное Волтгером [1] возможное блендирование линии $\lambda 363$ [O III] линией Fe II $\lambda 4359$ в действительности имеет место.

Выражаем благодарность Т. Г. Буславской за расчеты интегралов ионизационного равновесия, выполненные на ЭВМ.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. K. Woltjer. Bull. Astron. Netherl., 1958, 14, 483.
2. R. E. Williams. Astrophys. J., 1967, 147, 556.
3. K. Davidson, W. Tucker. Astrophys. J., 1970, 161, 437.
4. В. В. Головатый, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 152.
5. В. В. Головатый, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 44, 33.
6. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 324.
7. M. Seaton. Rev. Mod. Phys., 1958, 30, 979.
8. R. J. W. Henry, R. E. Williams. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1968, 80, 477, 669.
9. A. Burgess, M. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 121, 5,471.
10. R. Harman, M. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1966, 132, 15.
11. M. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 81.
12. А. А. Воярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 147.
13. Р. Е. Гершберг, А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 49.
14. D. Osterbrock. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1957, 69, 227.

ЭФФЕКТ ОТРАЖЕНИЯ В ЭРУПТИВНЫХ ЗВЕЗДАХ.
КРИВЫЕ БЛЕСКА И ЦВЕТА ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

В. П. Гринин

Проводится количественный анализ двухкомпонентной модели вспышек, предложенный В. Кункелем [1] для объяснения изменения цветовых характеристик вспышек звезд типа UV Cet. С этой целью выполнен расчет нестационарного свечения серой атмосферы с лучистым переносом энергии, возмущаемой излучением вспышки, в предположении, что температурное возмущение в атмосфере мало по сравнению с невозмущенным значением. Построены теоретические кривые блеска суммарного излучения (вспышки и возмущенной атмосферы) в системе UBV и вычислено изменение его цвета $U-B$, $B-V$.

Сравнение теоретических и наблюдательных данных показывает, что за счет излучения возмущенной атмосферы можно объяснить найденное Кункелем изменение цвета вспышек и появление медленной компоненты на кривых блеска в области V . Отмечено, что результаты двухцветных наблюдений П. Ф. Чугайнова, а также наблюдения других авторов не укладываются в рамки рассмотренного варианта двухкомпонентной модели вспышек; возможной причиной этого расхождения может быть изменение цвета собственного излучения вспышек, обусловленное различием скорости высвечивания их линейчатого и непрерывного излучения.

Показано, что для выполнения условия малости температурного возмущения атмосферы минимальная высота вспышек средней мощности ($L \sim 10^{32}$ эрг) над поверхностью звезды должна составлять $\tau_{\min} \approx 0,06 R_*$.

THE REFLECTION EFFECT IN FLARE STARS. THE LIGHT AND COLOUR CURVES FOR THE FLARES OF UV Cet-TYPE STARS, by V. P. Grinin.— The two-component model proposed by Kunkel [1] for the flares of UV Cet-type stars is analysed quantitatively. The transfer problem in case of nonstationary radiation in grey atmosphere disturbed by the radiation of the flare is considered. It is assumed that the temperature disturbance in atmosphere is small in comparison with the undisturbed value of temperature. Theoretical light curves are constructed for the total radiation (flare and disturbed atmosphere) in the UBV -systems and theoretical variations of colours $U-B$, $B-V$ are calculated.

The comparison of calculated and observed data shows that observed Kunkel's variation of the colour of flare and of the slow component in the light curve (in a visual region) may be explained by the radiation of disturbed atmosphere. It is noted that results of two-colour Chugainov's and other authors' observations are not in agreement with the considered version of the two-component model of flare. The change of colour of the flare own radiation may be the cause of this discrepancy. It is shown that the minimum height of a flare (of mean intensity, $L \sim 10^{32}$ ergs) must be $r_{\min} = 0.06 R_*$ above the surface of a star in order to realize the condition of the small temperature disturbance.

Многоцветные фотоэлектрические наблюдения вспыхивающих звезд, выполненные В. Кункелем [1] и П. Ф. Чугайновым [2], показали, что на нисходящей ветви кривых блеска отдельных вспышек происходит изменение их цветовых характеристик: кривые блеска в разных цветах U , B , V сначала подобны друг другу, затем по мере угасания вспышек спад в области V замедляется. В некоторых случаях аналогичное изменение (но несколько позже по сравнению с областью V) наблюдается в полосе B . В результате собственные цвета вспышек смещаются по двухцветной диаграмме $U-B$, $B-V$ вправо и немного вниз, причем это смещение оказывается

противоположным тому, которое следовало бы ожидать при охлаждении высвечивающегося газа [1, 3].

Этот эффект заметен примерно у половины вспышек, для которых имеются трехцветные наблюдения, однако наиболее четко он проявляется в мощных вспышках с медленным угасанием блеска. Для его объяснения Кункель [1] предложил так называемую двухкомпонентную модель вспышек. Согласно этой модели при вспышке, возникающей над поверхностью звезды, происходит температурное возмущение (ожог) поверхностных слоев атмосферы. Возникающее при этом дополнительное излучение от горячего пятна и является, по мнению Кункеля, причиной наблюдаемого изменения цвета вспышек.

Так как результирующая кривая блеска в такой модели зависит от параметров, характеризующих оптические свойства атмосфер звезд типа UV Cet и излучение самой вспышки, а также от ее положения на диске звезды, представляет интерес обсудить этот вопрос в количественном отношении. С этой целью в предыдущей статье [4] была решена задача о нестационарном отражении света однородной полубесконечной атмосферой и проведен анализ болометрических кривых блеска с учетом эффекта отражения. Сделанные в [4] оценки показали, что время температурной релаксации поверхностных слоев атмосферы холодных карликов того же порядка величины, что и характерное время изменения блеска вспышек, и, если вспышка возникает не слишком далеко от центра диска звезды, влияние возмущенной атмосферы может быть вполне измеримым.

В настоящей заметке мы приводим результаты численного эксперимента для одномерного варианта этой задачи. В отличие от [4] здесь принимается во внимание температурная стратификация в атмосфере, а также возмущение ее оптических свойств.

1. Основные соотношения

Пусть в момент времени $u = 0$ над поверхностью серой атмосферы с эффективной температурой $T_{\text{эфф}}$ возникает вспышка, закон изменения светимости которой $L(u)$ считается известным. Под действием излучения вспышки в атмосфере звезды произойдет повышение температуры: $\bar{T} = T_0 + T$. Задача будет состоять в отыскании по заданному $L(u)$ закона изменения температуры в атмосфере и потока излучения на ее границе.

Рассмотрим эту задачу в линейном приближении, предполагая, что 1) перенос энергии в атмосфере осуществляется путем лучеиспускания; 2) температурное возмущение мало по сравнению с невозмущенным значением ($\theta = T/T_0 \ll 1$). В этом случае уравнение для функции источника $S(\tau, u)$, линеаризованное относительно возмущения, имеет, согласно [5], вид

$$h(\tau) \frac{\partial S(\tau, u)}{\partial u} + S(\tau, u) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-|\tau - \tau'|} S(\tau', u) d\tau' - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\infty} e^{-|\tau - \tau'|} \frac{u}{1 + \tau'} S(\tau', u) d\tau'. \quad (1)$$

Здесь τ — усредненная по полусфере оптическая глубина:

$$\tau = 2 \int_0^z \alpha_0(z) dz, \quad (2)$$

u — безразмерное время: $u = t/t_r(0)$; $t_r(\tau)$ — характерное время температурной релаксации на оптической глубине τ [6]:

$$t_r = \frac{c_p}{16\sigma_0 T_0^3}, \quad (3)$$

где κ_0 — коэффициент поглощения на единицу массы; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; $S(\tau, u)$ — возмущение функции источника: $\tilde{S} = S_0 + S$; $S_0(\tau) = H_0(1 + \tau/2)$, где H_0 — невозмущенное значение потока излучения через границу атмосферы за единицу безразмерного времени;

$$(a_1)_p = \frac{1}{4} \left(\frac{d \ln \alpha_0}{d \ln T_0} \right)_p. \quad (4)$$

Функция $h(\tau)$ и параметр a_1 в уравнении (4) характеризуют оптическую неоднородность атмосферы и ее реакцию на температурное возмущение. К их определению мы вернемся несколько позже в п. 3.

Очевидно, что в силу линейности уравнения (1) его решения достаточно найти для случая, когда $L(u) = \delta(u)$, где $\delta(u)$ — дельта-функция Дирака. В этом случае, как показано в [5], начальное условие в уравнении (1) имеет вид

$$S_\delta(\tau, 0) = e^{-\tau}/2h(\tau). \quad (5)$$

2. Свечение поверхностных слоев атмосферы

Если решение уравнения (1) найдено, то тем самым может быть вычислена возмущенная составляющая потока излучения на границе атмосферы. Вводя безразмерную частоту $x = h\nu/kT_{\text{эфф}}$, можем написать: $\tilde{H}(u, x) = H_0(u, x) + H(u, x)$. С другой стороны, по определению,

$$\tilde{H}(u, x) = \int_0^\infty e^{-\tilde{\tau}} \tilde{S}(x, \tilde{T}) d\tilde{\tau}. \quad (6)$$

Здесь

$$\tilde{\tau} = \tau + \int_0^\tau a_1 \frac{S(\tau, u)}{S_0(\tau)} d\tau, \quad (7)$$

$$\tilde{S}(x, \tilde{T}) = \tilde{B}(x, \tilde{T}) = B_0(x, T_0) + \frac{\partial B_0(x, T_0)}{\partial T_0} T, \quad (8)$$

где B — функция Планка, нормированная на единичный интервал безразмерных частот.

Выполняя в (6) линейризацию относительно возмущения, с учетом (7) и (8) получаем

$$H(u, x) = \int_0^\infty e^{-\tau} B_0(x, T_0) \left[\frac{S(\tau, u)}{S_0(\tau)} \left(a_1 + \frac{1}{4} \frac{\partial \ln B_0}{\partial \ln T_0} \right) - \int_0^\infty a_1 \frac{S(\tau', u)}{S_0(\tau')} d\tau' \right] d\tau. \quad (9)$$

Очевидно, что величину $H(u, x)$, определяемую соотношением (9), также достаточно вычислить для случая $L(u) = \delta(u)$. Обозначая ее через H_δ , для произвольной функции $L(u)$ можем написать

$$H(u, x) = \int_0^u H_\delta(u', x) L(u - u') du'. \quad (10)$$

Наконец, зная энергию, излучаемую возмущенной атмосферой, а также распределение энергии в спектре вспышки $L(u, x)$, можно построить результирующие кривые блеска суммарного излучения

$$E(u, x) = L(u, x) + H(u, x), \quad (11)$$

которые и должны представлять наблюдения количественно, если двухкомпонентная модель вспышек верна.

3. Оптические свойства атмосфер холодных карликов

Обратимся теперь к определению параметра $(a_1)_p$ и функции $h(\tau)$, входящих в уравнение (1). Как уже отмечалось, величина a_1 характеризует реакцию атмосферы на температурное возмущение. В зависимости от того, просветляется среда при повышении температуры или, наоборот, ее непрозрачность растет, она может быть отрицательной или положительной. При низких температурах, характерных для атмосфер звезд типа UV Cet, нагрев вещества приводит к интенсивному образованию отрицательного иона водорода H^- , который является одним из основных источников непрозрачности.

В результате коэффициент поглощения с повышением температуры растет, и, следовательно, $a_1 > 0$.

Для более точного определения параметра a_1 , а также функции $h(\tau)$ воспользуемся аппроксимационными формулами для коэффициента поглощения при низких температурах. Согласно [7], в атмосферах холодных звезд (при $T_0 \sim 3500^\circ$), принадлежащих к населению I типа ($X = 0,6$, $Y = 0,38$, $Z = 0,02$), величина $\kappa_0 \sim p_0^{0,7} T_0^{5,3}$; соответственно для звездного населения II типа ($X = 0,9$, $Y = 0,099$, $Z = 0,001$) величина $\kappa_0 \sim p_0^{0,6} T_0^{3,4}$. Из этих соотношений видно, что изменение коэффициента поглощения при низких температурах зависит в основном от температуры среды и в значительно меньшей степени от ее давления. Поэтому в формулах для коэффициента поглощения в первом приближении можно пренебречь зависимостью от давления.

Принимая далее во внимание, что процесс температурного возмущения предполагается изобарическим и $\alpha_0 = \rho_0 \kappa_0 \sim p_0 T_0^{-1} \kappa_0$, из (3) и (4) получаем, что в атмосферах звезд I и II типов звездного населения величина $(a_1)_p$ равна соответственно 1,1 и 2,1, а функция $h(\tau)$ определяется выражением $h(\tau) = (1 + \tau)^{-1-a_1}$.

4. Метод решения

Согласно результатам предыдущего пункта, вследствие быстрого роста коэффициента поглощения с повышением температуры величина $t_r(\tau)$ в атмосферах холодных звезд быстро убывает с удалением от границы. По этой причине характер высвечивания возмущенной атмосферы будет определяться в основном температурной релаксацией ее поверхностных слоев толщиной τ_0 порядка единицы. Учитывая это, решение уравнения (1) будем искать в виде

$$S(\tau, u) = \begin{cases} S(\tau, u) & \text{при } \tau \leq \tau_0, \\ S(\tau) \psi(u) & \text{при } \tau \geq \tau_0, \end{cases} \quad (12)$$

где $S(\tau)$ — решение стационарной задачи с источником на границе, которое, согласно [5], определяется выражением $S(\tau) = \exp\left(\int_0^\tau \frac{a_1}{1+\tau} d\tau\right)$.

Следует отметить, что указанное выше обстоятельство существенно еще в одном отношении. Оно в значительной степени оправдывает применение лучистого механизма переноса энергии в атмосферах холодных звезд, поскольку согласно моделям атмосфер Аумана [8] в поверхностном слое толщиной $\tau_0 \sim 1$ перенос энергии путем лучеиспускания оказывается более эффективным по сравнению с конвективным механизмом переноса.

Подставляя (12) в уравнение (1) и принимая во внимание, что в силу условия непрерывности $\psi(u) = S(\tau_0, u)/S(\tau_0)$, получаем уравнение с

конечным верхним пределом интегрирования

$$h(\tau) \frac{\partial S(\tau, u)}{\partial u} = -G(\tau, u) - \frac{1}{2} e^{-\tau} \psi(u) + \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau'|} G(\tau', u) d\tau' - \\ - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\tau_0} e^{-|\tau-\tau'|} \frac{a_1}{1+\tau'} G(\tau', u) d\tau', \quad (13)$$

в котором

$$G(\tau, u) = S(\tau, u) - S(\tau) \psi(u). \quad (14)$$

Разбивая далее промежуток интегрирования τ_0 на интервалы τ_i ($i = 0, 1, \dots, N$) и заменяя интегралы в правой части уравнения (14) квадратурными суммами, получим систему уравнений

$$h_i \frac{\partial S_i(u)}{\partial u} = -G_i(u) - \frac{1}{2} e^{-\tau_i} \psi(u) + \frac{1}{2} \sum_{k=0}^i e^{-(\tau_i - \tau_k)} G_k(u) \left(1 + \frac{a_1}{1 + \tau_k}\right) + \\ + \frac{1}{2} \sum_{k=i}^N e^{-(\tau_k - \tau_i)} G_k(u) \left(1 - \frac{a_1}{1 + \tau_k}\right) \quad (15)$$

с начальными условиями

$$S_i(0) = e^{-\tau_i} / 2h_i, \quad i = 0, 1, \dots, N, \quad (16)$$

которая может быть решена с помощью одного из стандартных численных методов.

5. Результаты вычислений

Численное интегрирование системы дифференциальных уравнений (15) при $a_1 = 1$ и 2 было выполнено методом Рунге — Кутты с переменным шагом по u на ЭВМ БЭСМ-4 Института теоретической астрономии. При этом было принято $\tau_0 = 5$, $N = 50$. На основании полученного таким путем решения $S(\tau, u)$ по формуле (9) была вычислена возмущенная составляющая потока излучения на границе атмосферы $H_\delta(u, x)$. Результаты этих вычислений представлены на фиг. 1. Поскольку звезды типа UV Cet принадлежат в основном к спектральному классу M с $T_{\text{эфф}} \sim 3000^\circ$, то значения безразмерных частот $x = 6, \dots, 12$ выбраны так, чтобы охватываемый ими интервал длин волн включал в себя наблюдаемый участок спектра с $\lambda = 3000 \div 6000 \text{ \AA}$.

Из фиг. 1 видно, что реакция атмосферы на температурное возмущение поверхностных слоев при $a_1 = 1$ и 2 заметно отличается только в начальные моменты времени, следующие непосредственно за возмущением. При $a_1 = 2$ величина $H_\delta(u, x)$ в начальные моменты времени отрицательна. Это обусловлено тем, что в этом случае повышение температуры вещества приводит к значительному увеличению его непрозрачности. В результате возмущенная область экранирует внутренние, более горячие слои атмосферы, что приводит к уменьшению ее яркости по сравнению с невозмущенным состоянием. Через интервал времени $u \sim 1$ температурное возмущение «рассасывается» и эффект экранирования перестает играть доминирующую роль. При $a_1 = 1$ картина качественно такая же, как и в первом случае, однако в количественном отношении экранирующее действие возмущенной области не столь велико.

На остальной части временного интервала ($u \geq 1$) величины $H_\delta(u, x)$ при $a_1 = 1$ и 2 изменяются подобно друг другу, причем максимальное различие потоков в соответствующих частотах составляет 1,5—2 раза.

Для оценки эффекта отражения в качестве исходного закона изменения блеска вспышек была выбрана функция $L(u) = (1 + \beta u)^{-2}$, соответствующая

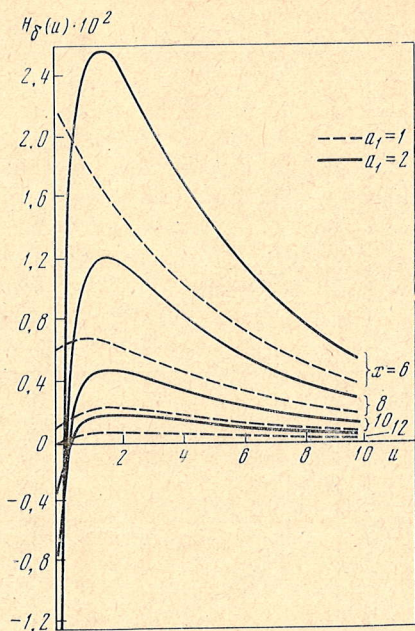
щая высвечиванию неподвижного, оптически тонкого газа при постоянной температуре. Здесь величина β равна отношению характерного времени температурной релаксации на границе атмосферы $t_r(0)$ к характерному времени рекомбинации ионизованного водорода вспышки t_B .

Соответствующие вычисления были выполнены по формуле (11) для трех значений параметра $\beta = 0,3; 1$ и 3 . Диапазон изменения этой величины выбран с учетом того, что при $\beta \gg 1$ излучение возмущенной атмосферы сильно растянуто во времени по сравнению с характерным временем изменения блеска вспышки. Соответственно его интенсивность будет слишком мала, чтобы привести к заметному изменению цвета. При $\beta \ll 1$ вклад возмущенной области может быть довольно значительным, однако изменение величины $H(u, x)$ в этом случае происходит практически синхронно с изменением блеска самой вспышки. Ясно, что никакого изменения цвета суммарного излучения в этом случае также наблюдаться не будет. Следовательно, для получения эффекта, доступного для наблюдений, величина β должна быть порядка единицы.

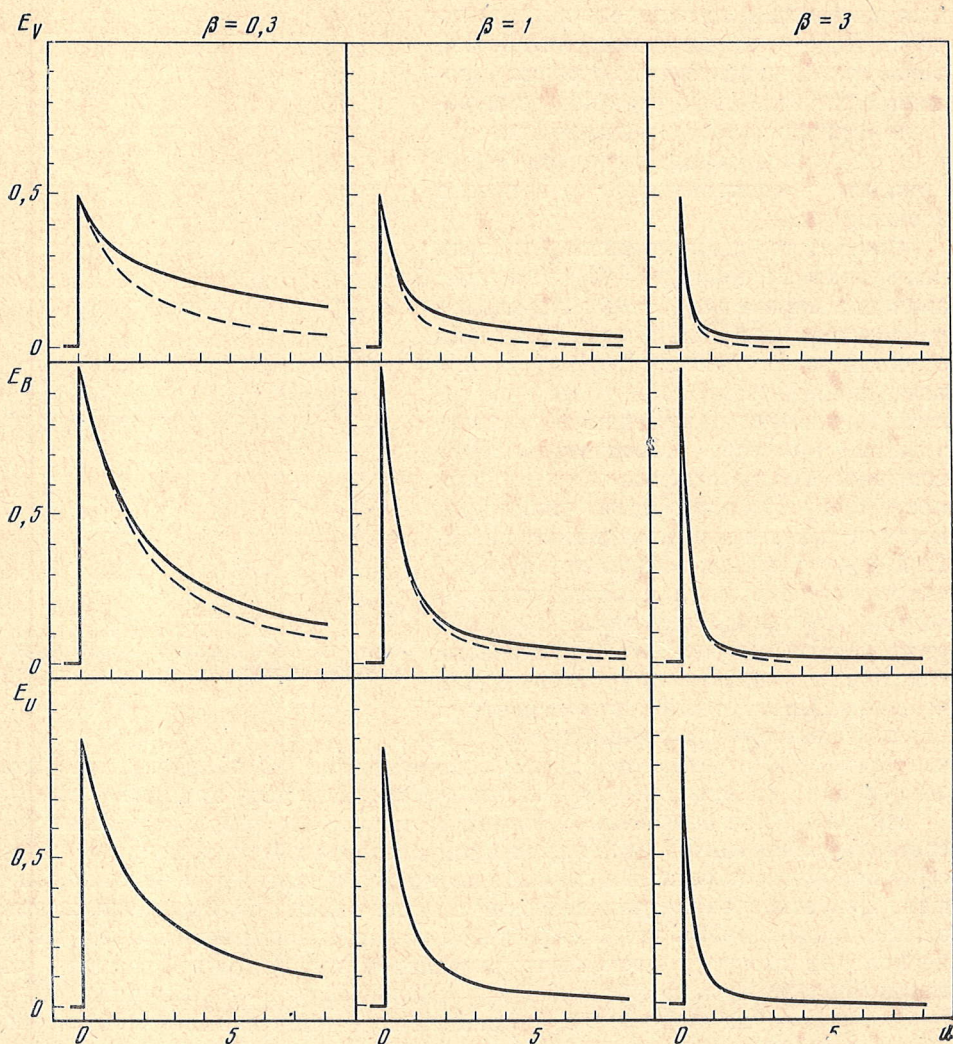
Наконец (и это особенно важно), к такому же результату приводит сравнение величины $t_r(0)$, полученной из теоретических моделей атмосфер холодных карликов с характерными временами высвечивания вспышек. Действительно, статистический анализ кривых блеска [9] показывает, что среднее время затухания блеска вспышек заключено в пределах от нескольких минут до нескольких десятков минут. С другой стороны, согласно модели Аумана [8], для $T_{\text{эфф}} = 3000^\circ$ и $\lg g = 5$ величина $t_r(0) = 30$ мин, откуда следует, что по крайней мере для части вспышек условие $\beta \sim 1$ выполняется.

Для получения результирующих кривых блеска суммарного излучения наряду с функцией $H(u, x)$ необходимо еще знать спектральный состав излучения вспышек $L(u, x)$. К настоящему времени наиболее надежные сведения о распределении энергии в спектре вспышек дают многоцветные фотоэлектрические наблюдения. На основании этих наблюдений можно утверждать, что собственные цвета вспышек в моменты максимума блеска равны соответственно $U - B \approx -1^m, 2$ и $B - V \approx 0^m, 2$ с разбросом $\pm 0^m, 2$ в каждом цвете [3], и, следовательно, отношение потоков в указанных областях равно $L_U : L_B : L_V = 0,90 : 1,0 : 0,45$.

Примем, следуя Кункелю, что собственные цвета вспышек в процессе высвечивания не меняются. Для того чтобы отсюда получить абсолютное распределение энергии, необходимо знать отношение потока излучения, регистрируемого в системе UBV , к интегральному потоку, т. е. величину $\xi = (L_U + L_B + L_V)/L$. К сожалению, никаких данных наблюдений относительно этой величины пока нет, и для ее определения необходимо либо задать конкретный механизм излучения вспышки, либо ввести ее в качестве дополнительного параметра. Мы выбрали второй путь, и окончательные результаты получены для трех значений величины $\xi = 0,1; 0,25; 1,0$. Верхняя граница $\xi = 1,0$ соответствует тому предельному случаю, когда за пределами полос UBV излучение вспышки пренебрежимо мало. Нижняя граница $\xi = 0,1$ выбрана с таким расчетом, чтобы включить зна-



Фиг. 1. Возмущенная составляющая потока излучения $H_\delta(u, x)$ при $a_1 = 1$ и 2



Фиг. 2. Кривые блеска суммарного излучения при $a_1 = 1$, $\xi = 0,25$, $T_{эфф} = 3000^\circ$ и $\beta = 0,3$ и $1,3$

Штриховые линии — кривые блеска вспышки без учета эффекта отражения

чение ξ_n , соответствующее небулярной модели вспышек (в предположении, что L_c -излучение полностью поглощается веществом вспышки и без учета эмиссионных линий величина $\xi_n \approx 0,25 \div 0,30$).

На фиг. 2 приведены кривые изменения блеска суммарного излучения в фильтрах U , B , V для значений параметров $T_{эфф} = 3000^\circ$, $\xi = 0,25$, $\beta = 0,3; 1,3$, $a_1 = 1$ (кривые блеска при $a_1 = 2$ качественно ничем не отличаются от случая, когда $a_1 = 1$). Из них следует, что влияние фотосферного возмущения проявляется в первую очередь в визуальной области и через некоторое время — в полосе B , т. е. так, как это получается из наблюдений. Что касается ультрафиолетовой части спектра, то здесь влияние фотосферного возмущения оказывается настолько малым, что этот эффект практически незаметен на кривой блеска.

Далее, из рассмотрения графиков видно, что вклад фотосферного возмущения в суммарную кривую блеска зависит от значения параметра β . Чем меньше величина β , тем раньше проявляется эффект отражения. Расчеты показывают, что к такому же результату приводит повышение эф-

эффективной температуры атмосферы, увеличение параметра a_1 , а также уменьшение величины ξ .

Влияние этих параметров на кривые блеска суммарного излучения можно проследить по данным табл. 1—4, где приведены отношения $\gamma = E_v(u)/E_v(0)$ для момента времени, когда возмущенная компонента потока излучения $H_v(u)$ составляет половину $E_v(u)$.

Таблица 1

$a_1 = 1, \xi = 0,25, T_{эфф} = 3000^\circ$			
β	0,3	1	3
γ	0,46	0,25	0,08

Таблица 3

$a_1 = 1, \beta = 1, \xi = 0,25$			
$T_{эфф}$	2500	3000	3500
γ	0,12	0,25	0,49

Таблица 2

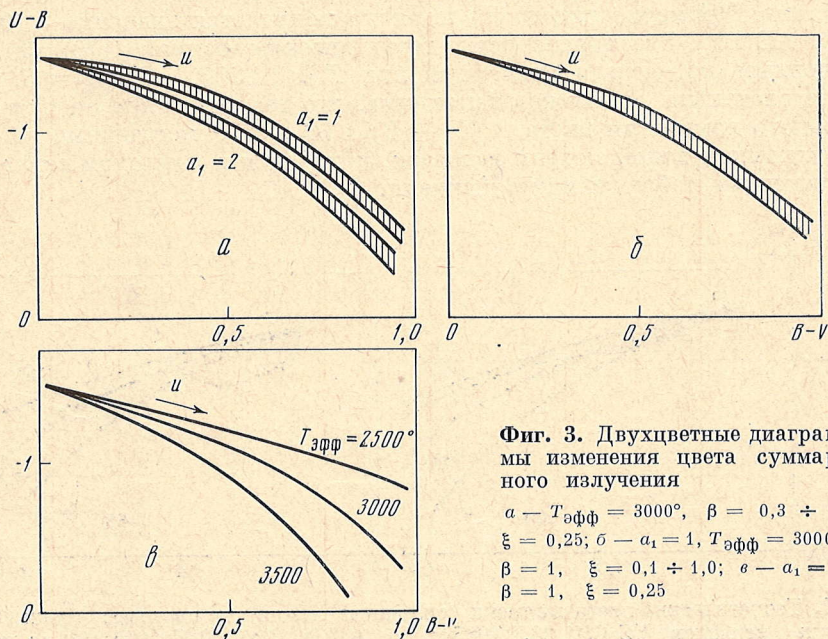
$a_1 = 1, \beta = 1, T_{эфф} = 3000^\circ$			
ξ	0,1	0,25	1,0
γ	0,53	0,25	0,057

Таблица 4

$\beta = 1, \xi = 0,25, T_{эфф} = 3000^\circ$		
a_1	1	2
γ	0,25	0,48

Из этих таблиц следует, что изменение $T_{эфф}$ в интервале от 2700 до 3200°, в котором заключены эффективные температуры большей части вспыхающих звезд [10], а также вариация параметра a_1 в пределах неопределенности этой величины, оказывают сравнительно небольшое влияние на вклад $H(u, x)$ в суммарное излучение $E(u, x)$, и этот вклад определяется в основном значениями двух параметров: β и ξ .

На основании теоретических кривых блеска E_U, E_B, E_V были построены диаграммы $U - B, B - V$ изменения цвета суммарного излучения вспышки и возмущенной атмосферы (фиг. 3). Как и следовало ожидать, положение вспышки на двухцветной диаграмме по мере угасания смещается вправо и немного вниз. Далее, из приведенных графиков видно, что изме-



Фиг. 3. Двухцветные диаграммы изменения цвета суммарного излучения

a — $T_{эфф} = 3000^\circ, \beta = 0,3 \div 9, \xi = 0,25; \delta$ — $a_1 = 1, T_{эфф} = 3000^\circ, \beta = 1, \xi = 0,1 \div 1,0; \epsilon$ — $a_1 = 1, \beta = 1, \xi = 0,25$

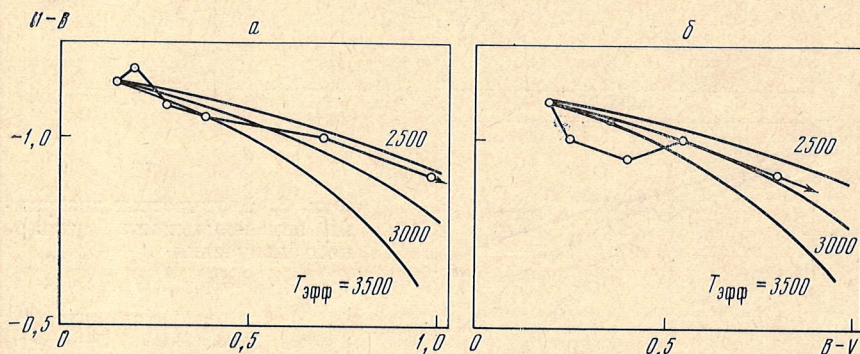
нение параметров a_1 и β (фиг. 3, а), а также изменение параметра ξ (фиг. 3, б) слабо влияют на положение цветовых треков на двухцветной диаграмме, и оно определяется в основном эффективной температурой атмосферы (фиг. 3, в). Согласно этому графику относительное изменение цвета вспышки $\Delta(U - B)/\Delta(B - V)$ при $T_{\text{эфф}} = 2500, 3000$ и 3500° равно соответственно 0,30; 0,45 и 0,70.

6. Сравнение с наблюдениями

Переходя к сравнению теоретических и наблюдательных данных, необходимо иметь в виду, что теоретические кривые блеска были рассчитаны для закона изменения светимости вспышек $L(u) = (1 + \beta u)^{-2}$. Поэтому при подборе материала наблюдений мы вынуждены отбросить вспышки, имеющие сложную структуру кривых блеска (вторичные максимумы и т. д.) и оставить только такие вспышки, блеск которых изменялся достаточно гладко.

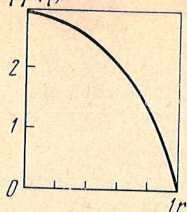
Рассмотрим сначала результаты трехцветной UBV -фотометрии вспышек звезд типа UV Cet. Наиболее детальные колориметрические исследования в этой области принадлежат Кункелю [1] (см. также [11]). К сожалению, из 37 зарегистрированных вспышек им опубликованы результаты только по трем вспышкам звезд YZ CMi и AD Leo. На фиг. 4 мы сопоставили данные об изменении цвета вспышек YZ CMi и AD Leo (удовлетворяющих указанному выше условию «гладкости» кривых блеска) с рассчитанными цветовыми треками. Из рассмотрения этих графиков можно заключить, что, несмотря на некоторые «блуждания» вспышек, общая тенденция изменения их цвета по мере их угасания согласуется с теоретическими треками при $T_{\text{эфф}} = 2500 \div 3000^\circ$. Далее, если фиксировать значение параметра ξ , то из кривой блеска в полосе V можно оценить характерное время температурной релаксации поверхностных слоев атмосферы. Положим $\xi = 0,25$, соответствующее небулярной модели вспышек. Для вспышки YZ CMi характерное время затухания блеска составляло $t_b \approx 20$ мин, и замедление спада блеска в полосе V началось тогда, когда поток излучения уменьшился приблизительно в 4 раза. Согласно данным табл. 1 это соответствует значению $\beta \approx 1$, откуда следует, что величина $t_\tau(0) \approx t_b \approx 20$ мин. Примерно такого же порядка получается значение $t_\tau(0)$ для звезды AD Leo. Это противоречит теоретическим оценкам ($t_\tau(0) = 30$ мин), полученным из модели атмосферы при $T_{\text{эфф}} = 3000^\circ$ и $\lg g = 5$.

Следовательно, мы можем заключить, что теоретические оценки относительного изменения цвета $\Delta(U - B)/\Delta(B - V)$, полученные на основе двухкомпонентной модели вспышек, находятся в неплохом согласии с трехцветными наблюдениями Кункеля.



Фиг. 4. Теоретические цветовые треки (сплошные линии) и цветовые треки кружки) двух вспышек YZ CMi 28.I 1965 г. (а) и AD Leo 10.II 1965 (б) по данным Кункеля [1]

Фиг. 5. Функция $\eta\varphi(\eta)$



Тот факт, что покраснение цвета наблюдается преимущественно у сильных вспышек, по мнению Кункеля, обусловлен потерей точности наблюдений в случае слабых вспышек. Отсутствие же изменения цвета у некоторых сильных вспышек может быть обусловлено эффектом проекции, возникающим в тех случаях, когда вспышка происходит на некотором расстоянии от центра диска звезды.

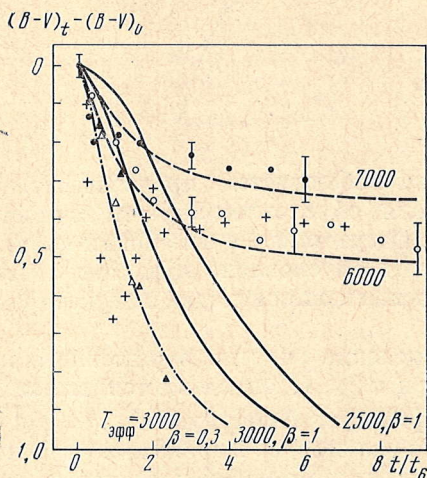
Действительно, согласно [4], изменение энергии отраженного атмосферой излучения в этом случае, при $u \gg 1$, определяется выражением $H(r, u) \sim \eta\varphi(\eta) H(u)$, где $\varphi(\eta)$ — функция Амбарцумяна, $\eta = \sqrt{1 - r^2}$; r — расстояние вспышки от центра диска звезды, выраженное в долях радиуса звезды. График функции $\eta\varphi(\eta)$, характеризующей влияние эффекта проекции, приведен на фиг. 5, из которой видно, что уже при $r = 0,8$ излучение возмущенной атмосферы уменьшается вдвое по сравнению с максимальным значением. Следовательно, если вспышка возникает на краю диска звезды, излучение возмущенной атмосферы будет практически не видно на фоне излучения самой вспышки.

Перейдем теперь к анализу двухцветных наблюдений. На фиг. 6 представлены изменения цвета $B - V$ с течением времени по данным Кункеля [1] для звезды YZ CMi и Чугайнова [2] для трех вспышек EV Lac. За нуль-пункт принято значение $B - V$ в максимуме блеска вспышек, а в качестве временного масштаба выбрано характерное время затухания блеска вспышек. Из рассмотрения этих данных видно, что, несмотря на общее сходство (и в том и в другом случае имеет место покраснение цвета), результаты этих двух авторов отличаются друг от друга при больших t .

Согласно Кункелю, изменение цвета вспышки YZ CMi составляло $\Delta(B - V) \approx 1^m$ и произошло в основном тогда, когда блеск вспышки уменьшился на $1 - 2^m$ по сравнению с максимальным значением. Качественно этот результат довольно хорошо согласуется с теоретическим (сплошные линии), полученным в рамках двухкомпонентной модели. Согласно же наблюдениям Чугайнова, изменение цвета вспышки EV Lac составляло $\Delta(B - V) \approx 0^m3 \div 0^m5$. Причем основная часть этого изменения произошла в начале спада блеска за промежуток времени $t = t_b$, после чего изменение цвета резко замедлилось. Во вспышке 31.VII 1962 г. вначале наблюдалось заметное покраснение цвета на величину $\Delta(B - V) = 0^m7$, а затем через некоторое время произошло обратное изменение цвета до уровня $\Delta(B - V) \approx 0^m4$. К такому же качественно результату приводит анализ кривых блеска в областях B и V , полученных С. Кристалди и М. Родоно [12] во время вспышки YZ CMi 29.I 1971 г.

Сравнение этих данных с теоретическими показывает, что подобное изменение цвета вспышек нельзя объяснить в рамках двухцветной модели. Единственный параметр, за счет изменения которого удается подогнать теорию к наблюдениям, — это эффективная температура атмосферы. Из фиг. 6 видно, что добавление к собственному излучению вспышки высокотемпературного излучения с $T_{\text{эфф}} \approx 6000 \div 7000^\circ$ приводит к изменению цвета, близкому к наблюдавшемуся Чугайновым. Поскольку температура дополнительного излучения в этом случае более чем в два раза превышает эффективные температуры атмосфер вспыхивающих звезд, такой выход в рамках рассматриваемой модели не может быть приемлемым решением.

Рассмотрим теперь влияние эффекта отражения на кривые блеска в отдельных цветах. Из фиг. 2 следует, что высвечивание возмущенной атмосферы приводит к замедлению спада блеска. В той или иной степени этот



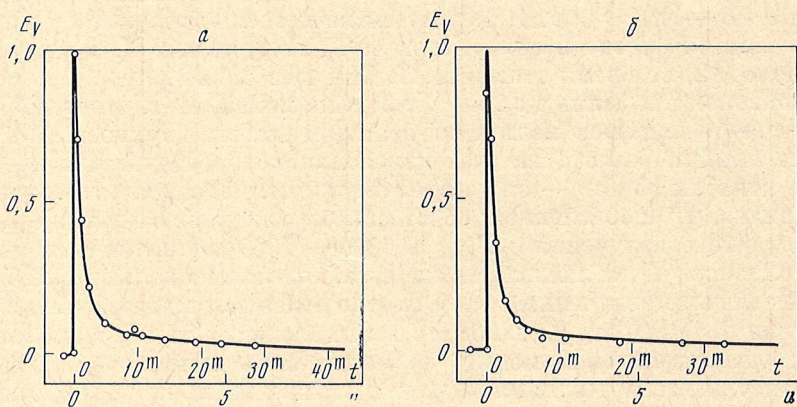
Фиг. 6. Диаграмма $(B - V)_t - (B - V)_0$

Сплошные и штриховые линии — теоретические кривые; светлые и темные треугольники — результаты наблюдений Кункеля для звезд AD Leo и YZ CMi; кружки и крестики — результаты Чугайнова для трех вспышек EV Lac

Эффект заметен во всем диапазоне изменения исходных параметров, однако наиболее четко он наблюдается при значениях β порядка нескольких единиц. В этом случае нисходящую часть кривой блеска можно разделить на два участка со сравнительно небольшой переходной областью: начальный быстрый спад блеска, обусловленный высвечиванием газа вспышки, и конечный участок кривой блеска, где основной вклад в суммарное излучение вносит возмущенная атмосфера.

Как известно из наблюдений, указанная особенность кривых блеска часто встречается в реальных вспышках. Для сравнения на фиг. 7 сопоставлены теоретические кривые блеска при $\beta = 3$, $\xi = 0,25$, $T_{эфф} = 3000^\circ$ и $a_1 = 1$ с кривыми блеска двух вспышек UV Cet, которые наблюдались в фильтре V 24 и 26.IX 1965 г. [13]. Мы видим, что практически на всем интервале изменения блеска точки, соответствующие наблюдениям, довольно хорошо ложатся на теоретические кривые. При этом из сравнения временных масштабов по обеим вспышкам можно заключить, что характерное время температурной релаксации в атмосфере UV Cet $t_r(0) \approx 4 \div 5$ мин.

Далее, поскольку в рамках рассматриваемой модели медленная компонента кривой блеска обусловлена низкотемпературным излучением возмущенной атмосферы, она должна быть максимальна в V-фильтре и минимальна в U-фильтре. Между тем, как показывает анализ материала наблюдений [2, 12], это условие выполняется далеко не всегда. Например,



Фиг. 7. Теоретические и наблюдаемые кривые блеска UV Cet в области V 24 (a) и 26.IX 1965 г. (б)

во вспышке $YZ\text{ CMi}$ [12] имела место обратная картина: в полосе U медленная составляющая кривой блеска была максимальна, в то время как в полосе V она находилась в пределах ошибок измерений. Иными словами, цвет медленной компоненты кривой блеска соответствовал в этом случае цвету высокотемпературного излучения. Этот результат согласуется с полученным ранее на основе анализа изменения цвета $B - V$ всплеск и, по-видимому, обусловлен действием одного и того же фактора.

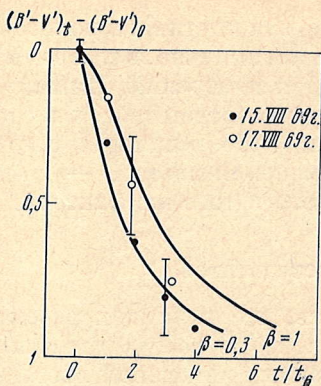
7. Обсуждение результатов

Таким образом, мы можем заключить, что в рамках рассмотренного варианта двухкомпонентной модели далеко не всегда удается получить удовлетворительное объяснение наблюдаемых изменений цветовых характеристик всплеск. Рассмотрим кратко возможные причины указанного несоответствия теории и наблюдений.

Прежде всего, дополнительное высокотемпературное излучение может возникнуть в результате сильного возмущения атмосферы. Этот выход представляется довольно естественным развитием двухкомпонентной модели, однако здесь есть своя трудность. Дело в том, что с повышением температуры атмосферы время температурной релаксации быстро убывает (см. п. 3). По этой причине процесс высвечивания сильно нагретой атмосферы будет происходить значительно быстрее, чем в случае слабых возмущений. В то же время из наблюдений следует, что температура дополнительного излучения должна оставаться довольно высокой в течение продолжительного времени (порядка нескольких характерных времен высвечивания вспышки).

До сих пор мы предполагали, что цвета собственного излучения всплеск в процессе их высвечивания остаются постоянными. Посмотрим теперь, не может ли быть причиной расхождения теории и наблюдений изменение цвета самих всплеск. Очевидно, что это изменение может возникнуть в результате охлаждения нагретого газа вспышки в процессе ее высвечивания. В этом случае согласно расчетам Гершберга [14] и Кункеля [1], цвет $B - V$ излучающего газа будет уменьшаться. Конкурирующее действие этого эффекта и высвечивания возмущенной атмосферы может в принципе замедлить покраснение цвета суммарного излучения. Однако, как показал Гершберг [15], охлаждение нагретого газа независимо от его начальной температуры должно происходить за промежуток времени порядка характерного времени его высвечивания. Следовательно, так же как и в предыдущем случае, влияние этого фактора может привести лишь к замедлению покраснения цвета суммарного излучения в начале спада блеска, после чего процесс изменения цвета будет продолжаться в первоначальном направлении.

Другой возможной причиной изменения цвета собственного излучения всплеск может быть различие темпов высвечивания непрерывного и линейчатого излучения всплеск. Из наблюдений хорошо известно [1, 13, 16], что высвечивание всплеск в бальмеровских линиях происходит, как правило, в несколько раз медленнее, чем в непрерывном спектре. Объясняется это тем, что в непрерывном спектре (в бальмеровском и более высоких континуумах) излучающий газ оптически тонкий, в то время как оптическая толщина в линиях значительно больше единицы. В процессе высвечивания самопоглощение в линиях уменьшается и соответственно доля энергии, излучаемой в линиях по отношению к энергии непрерывного спектра, растет. В отличие от охлаждения излучающего газа, которое также приводит к увеличению эквивалентных ширин бальмеровских линий, уменьшение самопоглощения в линиях может происходить в течение довольно длительного времени. Согласно спектральным наблюдениям Кункеля [1] и Гершберга [17], аналогичным образом ведут себя эмиссионные линии ионизованного кальция.



Фиг. 8. Диаграмма $(B' - V')_t - (B' - V')_0$

Сплошные линии — теоретические кривые, кружки и точки — результаты наблюдений Чугайновым звезды EV Lac [19]

Указанные линии наблюдаются в основном в синей и ультрафиолетовой частях спектра и часто составляют в этой области заметную долю полного излучения. Так, по оценкам Чугайнова [18], эквивалентная ширина одной только линии $H\beta$ может доходить до 400 \AA и более. В то же время, вклад эмиссионных линий в области V очень мал. Поэтому усиление линий в спектрах вспышек будет, как и в предыдущем случае, приводить к уменьшению цвета $B - V$, т. е. будет действовать в направлении, противоположном действию возмущенной атмосферы. Если это так, то тогда следует ожидать, что влияние линий будет проявляться в основном во вспышках с наименьшим самопоглощением в линиях, т. е. преимущественно во вспышках малой и средней мощности. В этом смысле становится понятным результат Кункеля, согласно которому покраснение цвета наблюдается чаще всего у сильных вспышек. Просто в этом случае вклад эмиссионных линий, ослабленных значительным самопоглощением, слишком мал, чтобы привести к заметному уменьшению цвета $B - V$, в то время как у слабых вспышек покраснение цвета может быть скомпенсировано обратным действием эмиссионных линий.

Наконец, в пользу предположения о том, что изменение собственного цвета вспышек, обусловленное влиянием эмиссионных линий, может играть заметную роль в изменении цвета суммарного излучения, свидетельствуют также непосредственные фотоэлектрические наблюдения с узкополосными фильтрами, выполненные Чугайновым [19]. В указанной работе были получены кривые блеска трех вспышек звезды EV Lac в спектральных интервалах: $3350-3650$, $4155-4280$ и $5120-5320 \text{ \AA}$ (в дальнейшем для удобства обозначим их через U' , B' и V'), — свободных от сильных эмиссионных линий. Следовательно, если высказанное выше предположение справедливо, то можно ожидать, что влияние возмущенной атмосферы должно проявляться здесь в «чистом виде». Чтобы проверить это, теоретические кривые блеска были пересчитаны на соответствующие интервалы B' и V' , на основании чего были получены теоретические значения изменения цвета $B' - V'$. Результаты этих вычислений при $T_{\text{эфф}} = 3000^\circ$, $\xi = 0,25$, $a_1 = 1$ и $\beta = 0,3$ и 1 приведены на графике фиг. 8. Там же даны наблюдавшиеся величины $B' - V'$, взятые из работы [19], для двух вспышек (нисходящие ветви кривых блеска которых удовлетворяют условию «гладкости»). Мы видим, что, несмотря на сравнительно большие ошибки наблюдений, они довольно хорошо согласуются с результатами вычислений. Существенно также то, что основные параметры этих вспышек, т. е. амплитуда и длительность, — величины того же порядка, что и во вспышках EV Lac, представленных на фиг. 6.

Таким образом, приведенные аргументы позволяют заключить, что предположение о возможном влиянии эмиссионных линий на цветовые характеристики и кривые блеска вспышек, обусловленном различием темпов высвечивания их линейчатого и непрерывного излучения, представляется довольно правдоподобным. В то время как влияние атмосферного

возмущения проявляется в основном в области V , влияние линий должно сказываться в синей и ультрафиолетовой частях спектра. По своему характеру действие этих двух факторов одинаково: оба они — каждый в своей области спектра — приводят к замедлению спада блеска; однако в отличие от атмосферного возмущения, действие которого в рамках рассмотренной модели не зависит от мощности вспышек, влияние эмиссионных линий следует ожидать во вспышках с наименьшим самопоглощением в балмеровских линиях, т. е. преимущественно во вспышках малой и средней мощности, а также, возможно, на «хвосте» сильных вспышек.

8. Оценка минимальной высоты вспышек над поверхностью звезды

В заключение исходя из условия малости температурного возмущения атмосферы оценим минимальное расстояние от поверхности звезды r_{\min} , на котором может происходить высвечивание вспышек. Если r — расстояние вспышки от поверхности звезды, то приблизительно четвертая часть энергии вспышки будет поглощена участком атмосферы радиусом r и толщиной h , соответствующей оптической глубине $\tau = 1$, и возникающее при этом температурное возмущение равно $T \approx 0,25 L/\rho_0 C_p V$, где V — объем возмущенной области: $V \approx \pi r^2 h$. Принимая $C_p \approx \frac{5}{2} \frac{R}{\mu}$, где R — газовая постоянная, μ — молекулярный вес вещества, с учетом уравнения состояния находим

$$r = (10\pi h P_g \theta)^{-1/2} L^{1/2}. \quad (17)$$

Согласно модели атмосферы Аумана [9] для звезды с $T_{\text{эфф}} = 3000^\circ$ и $\lg g = 5$ значения h и P_g на глубине $\tau = 1$ равны соответственно $h = 2 \cdot 10^{-4} R_* \approx 0,9 \cdot 10^{-4} R_\odot$ и $P_g = 2,5 \cdot 10^6 \text{ дин/см}^2$. Принимая значение $\theta = 0,2$ (что соответствует повышению температуры атмосферы на 500 — 600°), из (17) получаем

$$r_{\min} \approx 10^{-7} L^{1/2}. \quad (18)$$

Как известно, для вспышек средней мощности полная энергия, регистрируемая в системе UBV , равна 10^{32} эрг [9], что в предположении небулярной модели вспышек составляет приблизительно четверть интегральной энергии L . Принимая это во внимание, из формулы (18) получаем, что минимальная высота, на которой может происходить высвечивание вспышек средней мощности, при условии, что температурное возмущение атмосферы находится в пределах $\theta \sim 0,2$, равна $r_{\min} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см} \approx 0,6 R_*$. В случае мощных вспышек значение r_{\min} будет составлять уже несколько десятых радиуса звезды. Так, при $L = 10^{34} \text{ эрг}$ величина $r_{\min} = 0,6 R_*$. Заметим, что эти оценки довольно слабо зависят от произвола в выборе значений h , P_g и θ , поскольку в выражении (17) указанные величины стоят под корнем.

Следовательно, при мощных вспышках размер возмущенной области атмосферы может составлять уже заметную часть поверхности звезды. В этом случае температурное возмущение атмосферы можно было бы наблюдать непосредственно на спектрограммах, полученных во время вспышек, в виде замыкания абсорбционных особенностей невозмущенного спектра.

Наконец, если принять, следуя [20], что толщина хромосферы z_* у звезд типа UV Cet, выраженная в долях радиуса звезды, того же порядка, что и на Солнце ($z_* \approx 5 \cdot 10^{-4} R_*/R_\odot$), то сделанные выше оценки величины r_{\min} означают, что процесс высвечивания вспышек у этих звезд происходит далеко за пределами хромосферы. Несмотря на это, последнее обстоятельство нельзя считать решающим аргументом против хромосферной модели вспышек звезд типа UV Cet [3], так как хорошо известно, например, что размеры мощных вспышек на Солнце также значительно превышают (иногда почти на порядок) толщину нижней хромосферы Солнца.

Основные выводы

1. Выполнен теоретический расчет нестационарного свечения атмосферы с лучистым переносом энергии, возмущаемой излучением вспышки, при следующих предположениях: температурное возмущение в атмосфере мало, коэффициент поглощения не зависит от частоты, светимость вспышки изменяется по закону $L(u) = (1 + \beta u)^{-2}$, и цвет ее излучения не меняется при высвечивании. На основании этого построены теоретические кривые блеска суммарного излучения (вспышка плюс возмущенная атмосфера) в фотоэлектрической системе UBV и вычислено изменение его цвета $U - B$, $B - V$. Показано, что вклад излучения возмущенной атмосферы, максимальный в области V и минимальный в области U , определяется в основном двумя величинами: отношением времени температурной релаксации поверхностных слоев атмосферы к характерному времени высвечивания вспышки и отношением энергии вспышки, регистрируемой в системе UBV , к полной энергии, в то время как положение цветовых треков на двухцветных диаграммах $U - B$, $B - V$ зависит главным образом от эффективной температуры звезды.

2. Сравнение теоретических данных с результатами наблюдений показывает, что излучения возмущенной атмосферы оказывается достаточно для того, чтобы объяснить наблюдавшееся В. Кункелем изменение цветовых характеристик некоторых вспышек, а также появление медленной компоненты на кривых блеска в области V .

3. Вместе с тем отмечено, что результаты двухцветных наблюдений П. Ф. Чугайнова, а также наблюдения некоторых других авторов не укладываются в рамки рассмотренной модели вспышек. Высказаны аргументы в пользу того, что возможной причиной расхождения теории и наблюдений может быть изменение цвета собственного излучения вспышек, обусловленное различием темпов высвечивания их линейчатого и непрерывного спектров.

4. В предположении, что двухкомпонентная модель вспышек справедлива, оценка минимальной высоты вспышек над поверхностью звезды, полученная из условия малости температурного возмущения атмосферы, дает для вспышек средней мощности ($L = 10^{32}$ эрг) значение $r_{\min} \approx 0,06R_*$. Если принять параметры хромосфер вспыхивающих звезд, следуя [20], это означает, что процесс высвечивания вспышек происходит далеко за пределами хромосферы.

В заключение автор приносит глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу и П. Ф. Чугайнову за обсуждение вопросов, затронутых в статье.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. W. Kunkel. Diss. Austin, 1967.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 33.
3. Р. Е. Гершберг. Вспышки красных карликовых звезд. М., «Наука», 1970.
4. В. П. Гринин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, 51.
5. В. П. Гринин. Астрофизика, 1971, 7, 5.
6. E. A. Spiegel. Astrophys. J., 1957, 126, 202.
7. R. Stein. Stellar Evolution. N. Y., 1966, p. 20.
8. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 40, 7.
9. J. R. Auman. Astrophys. J., 1969, 157, 799.
10. Н. И. Шаговская. Бамбергский коллоквиум по переменным звездам, 1971, № 15.
11. W. E. Kunkel. Astrophys. J., 1970, 161, 503.
12. S. Cristaldi, M. Rodono. Inform. Bull. Var. Stars, 1971, № 554.
13. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1967, 44, 260.
14. Р. Е. Гершберг. Астрофизика, 1967, 3, 127.
15. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 216.
16. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1967, 43, 1168.
17. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, 118.
18. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 200.
19. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 49, 3.
20. Р. Е. Гершберг. Астрофизика, 1970, 6, 191.

ИЗМЕНЕНИЕ ХРОМОСФЕРНОЙ СЕТКИ СО ВРЕМЕНЕМ

Т. Т. Цап, И. С. Лаба

Изучаются временные изменения хромосферной сетки по K_{232} -спектрогелиограммам. Получено, что яркость хромосферной сетки как в центре диска Солнца, так и на полюсах меняется с циклом солнечной активности. Величина яркости узелков хромосферной сетки зависит от мощности солнечной активности.

В течение последних двух циклов солнечной активности наблюдалось небольшое превышение яркости узелков на N-полюсе по сравнению с S-полюсом.

В большинстве случаев яркость узелков хромосферной сетки в центре Солнца и на полюсах меняется синхронно.

Предполагается, что поведение хромосферной сетки обусловлено главным образом изменением магнитных полей.

TIME VARIATIONS OF CHROMOSPHERIC NETWORK, by T. T. Tsap and I. S. Laba.— Time variations of the chromospheric network is studied using K_{232} spectroheliograms.

It is found that the brightness of chromospheric network at the center of the Sun and at the northern and southern poles changes with the cycle of the solar activity. The brightness of knots of the chromospheric network increases with the solar activity.

During two last solar cycles the brightness of the chromospheric network at the northern pole was a little larger than that at the southern pole. In most cases the brightness of the chromospheric network at the center of the Sun and at N- and S-poles changes synchronously.

It is suggested, that the behaviour of the chromospheric network is closely connected with the changes of the general magnetic field of the Sun.

Ранее в [1] было найдено, что контраст и размеры хромосферной сетки, наблюдаемой в линии K_{232} Ca II, меняются с циклом солнечной активности. Оказалось, что контраст и размеры хромосферной сетки в линии K_{232} достигают наибольшего значения в годы максимума солнечной активности и наименьшего значения в годы минимума. Позже аналогичные результаты были получены в [2] для того же 19-го цикла солнечной активности.

Здесь мы изучаем изменение со временем хромосферной сетки на более обширном материале за период с 1956 по 1969 г. Этот период охватывает почти полностью 19-й цикл солнечной активности и большую часть 20-го цикла. Кроме того, в отличие от [1, 2], здесь хромосферная сетка изучается не только в центральной области на Солнце, но и одновременно на N- и S-полюсах (фиг. 1).

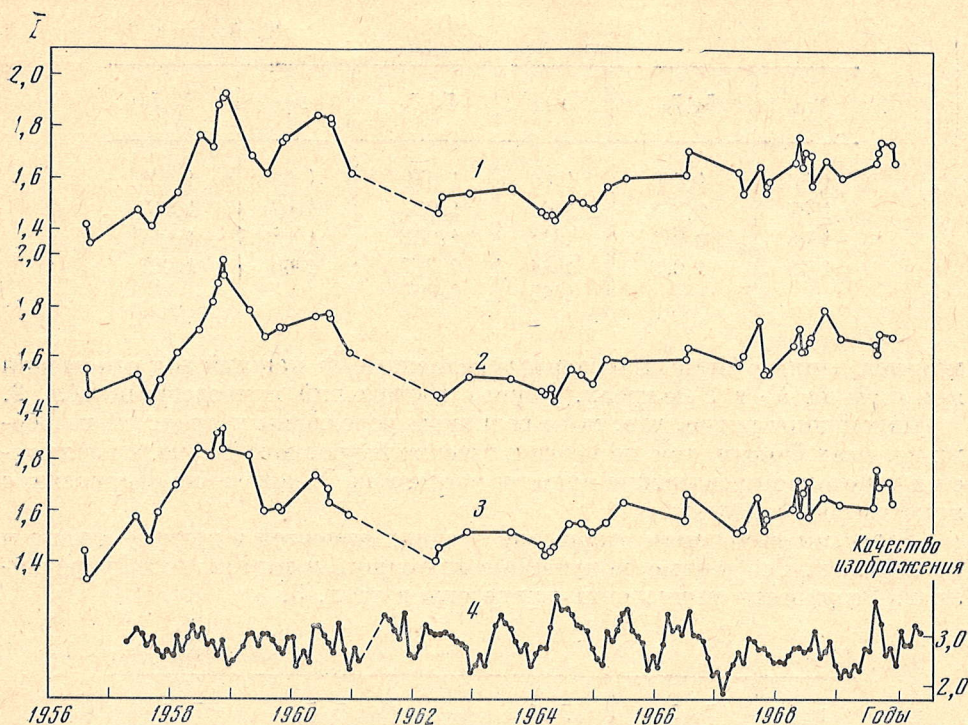
Для изучения были использованы спектрогелиограммы, которые начиная с 1956 г. снимались ежедневно в линии K_{232} на спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории [3]. Диаметр изображения Солнца на спектрогелиограммах равен 5 см. Изучаемые спектрогелиограммы выбирались так, чтобы 1) они были получены при хороших и одинаковых условиях наблюдений; 2) плотности почернений были нормальными; 3) вблизи центра Солнца и полюсов не было активных областей. Всего для фотометрической обработки было отобрано 53 спектрогелиограммы, даты получения которых приведены в табл. 1. На каждой из отобранных спектрогелиограмм в области размером $\sim 8 \cdot 10^6$ км², расположенной в центре

диска Солнца, и в областях размером $\sim 4,5 \cdot 10^6 \text{ км}^2$, расположенных на S- и N-полюсах, измерялись на микрофотометре МФ-2 плотности почернений всех узелков и прилегающих к ним невозмущенных мест. Значения почернений обычными методами переводились в интенсивности. Области на N- и S-полюсах брались симметрично относительно центра Солнца, расстояние их центров равнялось $\rho = \sin \vartheta = 0,83$. При фотометрировании мы всегда старались измерить наиболее темное на негативе место в узелке. Обычно на каждой спектрогелиограмме измерялось не менее 100 ярких узелков в центре диска и не менее 60 в каждой площадке у полюсов. Поэтому для каждой области в центре и на полюсах вычислялось в отдельности среднее значение относительной яркости узелков \bar{I} .

Результаты измерений для всех пластинок приведены в табл. 1 и на фиг. 2. Параллельно со средними яркостями на этой фигуре представлен средний за месяц ход качества изображения Солнца, которое оценивалось визуально по пятибалльной шкале в утренние часы наблюдений. Балл 5 соответствует наилучшим изображениям, когда на поверхности Солнца наблюдаются детали структуры диаметром $1''$; балл 1 — наихудшим, при которых не наблюдается структура $< 5''$. И хотя спектрогелиограммы нередко получались несколько позже, чем оценивалось качество изображения, тем не менее кривая качества изображения дает в известной мере представление об условиях получения спектрогелиограмм. Как видно из фиг. 2, средняя относительная яркость узелков как в центре, так и на полюсах показывает изменение со временем. В целом вид изменения

Таблица 1

Дата	\bar{I}_C	\bar{I}_N	\bar{I}_S	Дата	\bar{I}_C	\bar{I}_N	\bar{I}_S
9.III 1956 г.	1,550	1,416	1,438	5.VIII	1,550	1,520	1,545
29.VIII	1,446	1,344	1,325	12.X	1,520	1,506	1,544
11.VI 1957 г.	1,527	1,476	1,570	17.XII	1,490	1,484	1,517
1.IX	1,426	1,405	1,480	9.III 1965 г.	1,584	1,568	1,550
19.X	1,509	1,472	1,590	25.VI	1,580	1,600	1,630
9.II 1958 г.	1,616	1,545	1,695	30.VI 1966 г.	1,590	1,610	1,561
14.VI	1,708	1,762	1,840	6.VII	1,630	1,700	1,660
5.IX	1,820	1,716	1,812	11.V 1967 г.	1,560	1,620	1,510
4.X	1,890	1,880	1,900	5.VI	1,600	1,540	1,520
4.XI	1,980	1,910	1,920	10.IX	1,740	1,648	1,650
12.XI	1,920	1,920	1,840	24.X	1,530	1,540	1,520
18.IV 1959 г.	1,790	1,682	1,815	25.X	1,540	1,569	1,585
23.VII	1,679	1,616	1,595	26.X	1,532	1,586	1,565
19.X	1,714	1,740	1,604	5.IV 1968 г.	1,640	1,660	1,600
1.XI	1,714	1,749	1,596	11.V	1,707	1,756	1,715
24.V 1960 г.	1,762	1,840	1,732	27.V	1,615	1,641	1,579
3.VIII	1,771	1,827	1,683	10.VI	1,618	1,700	1,670
5.VIII	1,705	1,810	1,628	10.VII	1,651	1,689	1,712
7.XII	1,610	1,620	1,580	12.VII	1,670	1,570	1,570
21.V 1962 г.	1,449	1,464	1,398	9.X	1,783	1,664	1,648
3.VI	1,440	1,521	1,450	19.I 1969 г.	1,670	1,600	1,620
20.XI	1,520	1,540	1,510	7.VIII	1,650	1,652	1,608
13.VIII 1963 г.	1,511	1,560	1,512	23.VIII	1,607	1,698	1,755
17.II 1964 г.	1,460	1,470	1,460	3.IX	1,699	1,734	1,688
9.III	1,450	1,460	1,420	12.XI	—	1,727	1,710
3.IV	1,470	1,460	1,440	24.XI	1,677	1,655	1,621
22.IV	1,430	1,440	1,450				



Фиг. 2. Изменение средней относительной яркости узлов хромосферной сетки со временем

1 — для N-полюса; 2 — для центра диска Солнца; 3 — для S-полюса; 4 — ход качества изображения Солнца

со временем средних яркостей значительно отличается от хода качества изображения, т. е. изменение качества изображения не влияет существенно на результаты. На фиг. 2 отчетливо видно, что средняя яркость узлов наибольшая в год максимальной солнечной активности 19-го цикла — 1958 г. Хотя менее отчетливо, но также видно, что средняя яркость узлов достигает максимума в годы наибольшей активности 20-го цикла — 1968—1969 гг. Соответственно минимум средней относительной яркости узлов приходится на год минимума солнечной активности. Далее на фиг. 2 видно, что в годы максимума активности 19-го цикла средняя яркость узлов заметно выше, чем в годы максимума 20-го цикла. С другой стороны, известно, что величина чисел Вольфа в 1958 г. была в два раза больше, чем в 1968 г. Таким образом, данные на фиг. 2 явно показывают связь яркости узлов хромосферной сетки с солнечной активностью.

Другой особенностью изменения со временем средних яркостей узлов является то, что, за исключением отдельных случаев, эти изменения в центре и на полюсах происходят синхронно. Для оценки связи между изменением со временем средней яркости в узлах в центре и на полюсах были вычислены коэффициенты линейной корреляции r , которые приведены ниже.

Центр — N-полюс	$0,83 \pm 0,04$
Центр — S-полюс	$0,80 \pm 0,05$
N-полюс — S-полюс	$0,80 \pm 0,05$

Из этих данных видно, что значения r также показывают наличие определенной связи между изменением средней интенсивности в центре и на полюсах.

Мы также рассмотрели, не меняется ли со временем соотношение между яркостями узлов на S- и N-полюсах Солнца. Для этого по всем име-

Таблица 2

Год	\bar{I}_N/\bar{I}_S	Год	\bar{I}_N/\bar{I}_S	Год	\bar{I}_N/\bar{I}_S
1956	1,000	1960	1,071	1966	1,028
1957	0,938	1962	1,039	1967	1,017
1958	0,974	1963	1,032	1968	1,017
1959	1,030	1964	0,997	1969	1,007
		1965	0,997		

ющимся данным были вычислены усредненные за каждый год отношения яркостей на N- и S-полюсах. Данные вычислений приведены в табл. 2.

Из таблицы видно, что, хотя величины усредненных яркостей на обоих полюсах близки, тем не менее в течение изучаемого периода наблюдается некоторое превышение яркости узелков на N-полюсе по сравнению с яркостью на S-полюсе.

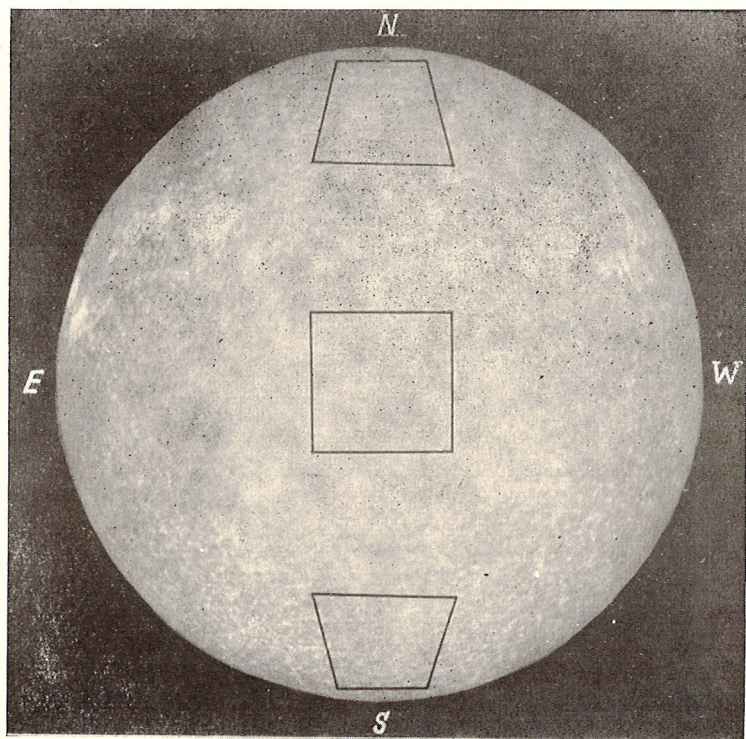
Далее мы вычислили отношение средних яркостей в центре Солнца и на полюсах. Все данные, полученные для одного и того же года, усреднялись. Результаты вычислений приведены в табл. 3.

Таблица 3

Год	$\bar{I}_N/\bar{I}_Ц$	$\bar{I}_S/\bar{I}_Ц$	Год	$\bar{I}_N/\bar{I}_Ц$	$\bar{I}_S/\bar{I}_Ц$
1956	0,921	0,921	1964	0,997	1,000
1957	0,975	1,039	1965	1,001	1,005
1958	0,982	1,009	1966	1,027	1,000
1959	0,984	0,957	1967	1,001	0,985
1960	1,036	0,967	1968	1,000	0,984
1962	1,026	0,988	1969	1,004	0,999
1963	1,032	1,000			

Видно, что приведенные отношения для обоих полюсов близки к единице. Это показывает, что средние относительные яркости узелков в центре и на полюсах практически одинаковы и колебание их яркости обычно происходит синхронно. Поскольку яркость в узелках выражена в единицах яркости соседнего невозмущенного Солнца, то изменение яркости узелков при переходе от центра к полюсам будет зависеть как от изменения яркости самих узелков, так и невозмущенной хромосферы. Данные табл. 3 говорят о том, что яркость невозмущенной хромосферы и яркость узелков убывает одинаково с удалением от центра диска. Вероятно, это связано с убыванием функции источников с высотой в атмосфере Солнца.

Интересно было выяснить, не происходит ли изменение структуры узелков от максимума к минимуму солнечной активности. Очевидно, что для окончательного выяснения этого вопроса нужны количественные фотометрические исследования. Мы попытались получить некоторые сведения о структуре ярких узелков из сравнения доли площади, занятой яркими узелками в годы максимума и минимума солнечной активности. Для этого при 10-кратном увеличении были проведены зарисовки всех узелков, которые видны на изучаемой площадке в центре диска. Такие зарисовки делались по трем пластинкам, полученным соответственно в 1958, 1964 и 1968 гг. По ним были определены площади, занятые кальциевыми узелками в различные годы, и вычислены их отношения. Оказалось, что доля поверхности Солнца, занятая кальциевыми узелками, в 1958 г. была в 1,36 раза больше, чем в 1964 г., а в 1968 г. в 1,24 раза больше, чем в



Фиг. 1 K_{232} -спектрогелиограмма, на которой отмечены изучаемые участки.

1964 г. Таким образом, видим, что в годы максимумов солнечной активности доля поверхности Солнца, занятая кальциевой эмиссией, увеличивается. Нами ранее [4] было обнаружено, что относительная яркость кальциевых узелков вне активных областей в среднем возрастает с увеличением их площади. Поэтому нам представляется, что на основании полученных данных можно заключить, что размеры ярких узелков несколько увеличиваются с ростом солнечной активности.

Рядом авторов [5—8] было показано, что яркие узелки, наблюдаемые в К-линии Ca II и образующие хромосферную сетку, являются местами концентрации магнитного поля. Яркость узелков растет в среднем с увеличением напряженности магнитного поля. Очевидно, это свидетельствует о том, что усиление свечения кальция, а следовательно, и его нагрев связаны с величиной напряженности магнитного поля. Поэтому можно ожидать, что многие особенности в поведении хромосферной сетки отражают соответствующие изменения магнитных полей. В таком случае на основании данных фиг. 2 и табл. 1 можно заключить, что напряженность магнитного поля вне активных областей изменяется с циклом солнечной активности. В годы максимума активности напряженность магнитного поля вне активных областей достигает максимального значения, а в годы минимума активности — минимального. Величина напряженности магнитного поля в максимуме активности зависит от мощности цикла. Магнитное поле на N-полюсе превосходит обычно по величине магнитное поле на S-полюсе (табл. 2). Перечисленные результаты находятся в согласии с данными, полученными по измерениям общего магнитного поля Солнца [9]. Далее из фиг. 2 и данных, приведенных на стр. 75, следует, что изменение со временем напряженности магнитного поля в центре и на полюсах происходит в основном синхронно, хотя в отдельные моменты синхронность нарушается. Аналогичные особенности изменения магнитного поля на N- и S-полюсах наблюдались в [9—11]. В частности, в [10] отмечалось, что для общего магнитного поля Солнца характерны как долгопериодические, так и очень быстрые (порядка одного дня) флуктуации на обоих полюсах. Поэтому по крайней мере те вторичные максимумы на фиг. 2, которые получены по нескольким измерениям, отражают соответствующие изменения в магнитных полях. Очевидно, что для изучения быстрых изменений в хромосферной сетке необходимо изучать спектрогелиограммы с интервалом в 1—2 дня. Такую работу мы предполагаем провести в будущем.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику А. Б. Северному за ценные указания.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. С. Б. Новиков, Т. Т. Цап. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 92.
2. J. Suvara. Solar Phys., 1970, 13, № 2, 291.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, 31.
4. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 45.
5. R. B. Leighton. Astrophys. J., 1959, 130, 366.
6. G. W. Simon, R. B. Leighton. Astrophys. J., 1964, 140, 1120.
7. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 161.
8. R. F. Howard. Astrophys. J., 1959, 130, 193.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 97.
10. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 3.
11. A. B. Severny. «Solar Magnetic fields». Symposium N 43, 1971, p. 675.

ИНСТРУМЕНТАЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ
И ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. А. Котов

Рассмотрение инструментальной поляризации, возникающей на зеркалах башенного солнечного телескопа, показало, что она незначительна для измерений с крымским магнитографом, если нет расцентрирования положения спектральной линии относительно выходных щелей магнитографа. Фазовая поляризация телескопа влияет на сигнал магнитографа в схеме измерения H_{\perp} , где инструментальная асимметрия зеемановского триплета вызывает ложное доплеровское смещение линии. Однако обусловленные этим ошибки малы по сравнению с чистым эффектом расцентрирования, присущим этой схеме магнитографа.

ON THE INFLUENCE OF THE INSTRUMENTAL POLARIZATION ON THE MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS, by V. A. Kotov.— The instrumental polarization of the Solar Tower Telescope is shown to be insignificant for measurements made with the Crimean vector magnetograph provided that the Doppler compensator is capable to center spectral lines symmetrically on the exit slits. The phase retardation influences the signal output in the transverse field H_{\perp} -mode of the magnetograph where an asymmetric Zeeman triplet leads to fictitious Doppler shift of the line. However the errors caused by retardation itself are small compared with the inherent pure miscentering effect in this mode.

Измерения магнитного поля искажаются инструментальной поляризацией (ИП), возникающей при отражении света от зеркал телескопа. Влияние ИП целостата было рассмотрено еще Сирсом [1]. Оно оказалось незначительным для измерений общего поля Солнца, когда компоненты расщепления блендированы.

Одно из главных достоинств метода Бэбкока для измерения продольного поля H_{\parallel} заключается в почти полном исключении ИП при вычитании сигналов от двух крыльев спектральной линии. В схеме сложения для регистрации поперечного поля H_{\perp} используется компенсатор линейной поляризации. При этом серьезную опасность может представлять фазовая поляризация (ФП), частично превращающая линейную поляризацию в круговую, и наоборот. Например, обширные расчеты ИП целостата Потсдамской обсерватории [2] показывают, что для этого инструмента коэффициент трансформации может составлять 35% [3]. ФП вызывает асимметрию распределения сигнала магнитографа внутри линии, что при использовании автоматического компенсатора лучевой скорости может приводить к большим погрешностям в измерении компонент H ; на это особое внимание обращает Е. Виир [3].

Из анализа ИП башенного солнечного телескопа (БСТ) обсерватории Осло [4] следует, что ориентация эллипса поляризации определяется в большей степени круговой составляющей, чем относительно малой долей линейно-поляризованного света. Разумные определения азимута H_{\perp} возможны лишь при углах наклона вектора поля к лучу зрения $\gamma > 45^{\circ}$.

Разрабатывая метод измерения H_{\perp} , Степанов и Северный [5] эмпирически установили, что ФП на зеркалах БСТ КАО можно пренебречь. Од-

нако они не учитывали инструментальную асимметрию в распределении поляризации по профилю линии, которая приводит к «перемешиванию» продольного и поперечного зееман-эффектов.

1. Отражение света от поглощающей среды

При отражении изменяются амплитуды двух взаимно ортогональных колебаний (амплитудная поляризация) и вносится дополнительная разность фаз между ними (фазовая поляризация). Характер ИП определяется комплексным показателем преломления отражающей среды $n' = n(1 - ik)$, который, в свою очередь, находится на основе теории Друде или более точных современных расчетов [6] с привлечением данных измерений эллиптической поляризации отраженного света.

Отношение амплитудных коэффициентов отражения для колебаний x , y , расположенных в плоскости падения и перпендикулярно ей, связано с азимутом восстановленной линейной поляризации ψ соотношением $\rho_y/\rho_x = \operatorname{tg} \psi$. Из теории следует, что дополнительная разность фаз Δ между колебаниями вдоль осей x и y , приобретаемая при отражении, всегда отрицательна. Общий коэффициент отражения при падении естественного света нами будет приниматься равным единице.

В случае падения света произвольной поляризации отражение от нескольких зеркал нельзя описать эффективными величинами ψ , Δ , поэтому, как отмечает Рубен [7], полная компенсация ИП невозможна. В каждой конкретной ситуации следует экспериментально определять поляризующие свойства инструмента и в соответствии с этим выбирать тот или иной тип компенсатора.

Трудность учета ИП связана с зависимостью эффекта от углов падения на зеркала и свойств отражающего слоя. Значения n , k для алюминиевого покрытия, приводимые различными авторами [4, 8, 9], сильно различаются: $n = 0,7 \div 1,0$, $k = 5,0 \div 7,5$ ($\lambda 5200 \text{ \AA}$). Теория металлооптики при больших углах падения вообще часто дает результаты, расходящиеся с наблюдениями. Для алюминиевого покрытия это связано с образованием на его поверхности Al_2O_3 [7].

2. Измерение инструментальной поляризации БСТ

Линейная поляризация (p) целостата определялась ранее Липским [40] (p не превышает ошибок измерений), Бумбой и др. [41] (изменяется в течение дня от 1 до 6%), Козаком [42] ($p \leq 7\%$), Козловским и Кузнецовым [43] (0 — 10% в зависимости от часового угла и склонения Солнца).

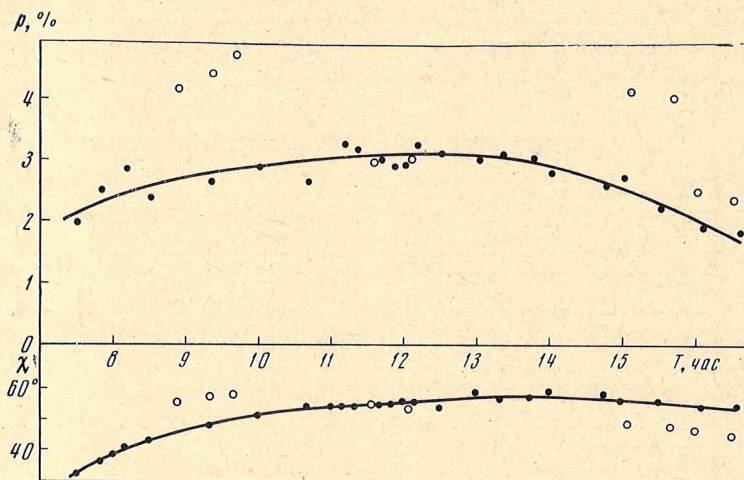
На БСТ КАО инструментальная поляризация вызывается тремя наклонными отражениями — от двух целостатных и одного диагонального зеркала. Фотоэлектрический метод измерения H_{\perp} [5] позволяет легко и с большой точностью измерить линейную поляризацию телескопа.

Пусть I , Q , U , V — параметры Стокса излучения, падающего после отражения от зеркал телескопа на электрооптический модулятор (ЭОМ), состоящий из пластинки $\lambda/4$, кристалла ADP и николя. Используется координатная система X , Y с осью X , направленной вдоль обыкновенной оси кристалла. Угол ξ , определяющий ориентацию обыкновенной оси пластинки $\lambda/4$ относительно оси X , равен 0 или -45° .

Обозначим через $(e - w)_1$ и $(e - w)_2$ сигналы магнитографа, регистрируемые в схеме разности при сдвиге линии в красную и синюю стороны спектра на величину $\Delta\lambda_c$, когда $\xi = 0$ и $\xi = -45^\circ$. Их отношение к обычному калибровочному сигналу $E - W$ для того же сдвига $\Delta\lambda_c$ суть

$$\frac{(e - w)_1}{E - W} \approx \frac{U}{I}, \quad \frac{(e - w)_2}{E - W} \approx \frac{Q}{I}. \quad (1)$$

При исправлении за яркость здесь пренебрегается Q и V по сравнению с I .



Степень и азимут линейной поляризации БСТ (кружки) и МБСТ (кривые, проведенные через точки). Время московское

При обычном расположении зеркал БСТ, когда целостат находится вблизи меридиана, 17 и 20.VI 1969 г. были определены степень линейной поляризации $p = (Q^2 + U^2)^{1/2}/I$ и ее азимут $\chi = 1/2 \arctg (e - w)_1/(e - w)_2$, отсчитываемый от необыкновенной оси Y кристалла. Такие же измерения были выполнены 15 и 16.X 1971 г. на малом БСТ, где целостат все время находился в меридиане. (Оптическая схема МБСТ отличается от БСТ тем, что плоскость падения на диагональное зеркало не лежит в меридиане, а составляет с ним угол 23° .)

Линейная поляризация на МБСТ в течение дня находится в пределах 2—3% (см. фигуру). Для БСТ она несколько выше (2,3—5%), что связано с большим склонением Солнца и «немеридианным» положением целостата. Наши измерения подтверждают вывод [13] о небольшом изменении азимута ИП со временем, так как он определяется в основном отражением от неподвижного диагонального зеркала.

Когда Солнце и целостат находятся в меридиане, плоскости падения на все зеркала БСТ совпадают, и их действие можно представить в виде одного эквивалентного отражения с параметрами ψ , Δ . Поскольку в этом случае $Q = 0$, $U = I \cos 2\psi$, $V = 0$, с помощью фигуры находим $\cos 2\psi \approx -0,03$. Аналогичные измерения круговой поляризации БСТ показали, что она находится в пределах 0,0—0,5%. Сравнение с теоретическими расчетами дается в п. 5.

Фазовая поляризация при поляриметрии наиболее опасна. При совпадении плоскостей падения на зеркала ФП максимальна, поскольку при этом разности фаз Δ складываются. Для других положений зеркал (и тех же углах падения) она меньше из-за частичного компенсирования отдельных отражений. В [3, 14] найдено, что ФП минимальна, когда плоскости падения на зеркала взаимно ортогональны.

Поскольку телескоп действует как фазовая пластинка, для определения Δ можно применять обычный метод, используя поляризатор и анализатор. ФП телескопа системы Грегори — Куде в Геттингене [3] не зависит от часового угла и минимальна для склонения, равного нулю. Максимальное отношение двух взаимно перпендикулярно-поляризованных световых потоков $I_{\perp}/I_{\parallel} = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ($\sim 10^{-2}$ при склонении 20°) соответствует согласно формуле

$$\left(\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}\right)_{\max} = \operatorname{tg}^2 \frac{\Delta}{2} \quad (2)$$

разности фаз $|\Delta| = 4^\circ,4$ ($11^\circ,4$).

Для БСТ КАО Степанов и Северный [5] нашли, что при наилучших условиях освещения целостата линейно-поляризованный свет преобразовывается телескопом в эллиптический с отношением $I_{\perp}/I_{\parallel} \sim 0,03$, а при обычных положениях зеркал $\sim 0,005 - 0,01$, что дает $|\Delta| = 19^{\circ}$ и $8^{\circ} - 12^{\circ}$ соответственно.

Однако при строгом анализе ИП необходимо рассматривать отдельно каждое отражение, ибо не всегда можно ввести эффективные ψ, Δ для всего телескопа в целом. Поэтому нами измерялась разность фаз Δ для диагонального зеркала (угол падения $\varphi \approx 45^{\circ}$), чтобы определить оптические константы, приближенно характеризующие зеркала телескопа.

Перед зеркалом помещался поляроид с осью пропускания, ориентированной под углом 45° к плоскости падения. Отношение сигналов магнитографа, записанных в схеме измерения круговой поляризации ($\lambda 5250$),

$$\frac{e-w}{E-W} = \sin 2\psi \sin \Delta. \quad (3)$$

Полученное значение $\Delta = -12^{\circ},2$ ($\sin 2\psi \approx 1$) в соответствии с теоретическими расчетами [6] характеризует отражение от среды с $n = 6,55$ (принято, что $n = 0,7$ [4]).

3. Измерение поперечного поля с компенсатором линейной поляризации

Будем считать, что Солнце и целостат находятся в меридиане (анализ более общей ситуации в п. 5 показывает, что при обычном освещении целостата ИП незначительно отличается от этого случая). Тогда действие телескопа эквивалентно одному отражению с константами ψ, Δ . Плоскость падения на деполяризатор (стопа стеклянных плоскопараллельных пластинок, $\psi' = \psi, \Delta' = 0$) совпадает с плоскостью поляризации отраженного света.

С помощью матриц Мюллера [15] были получены выражения для амплитуд основной гармоники интенсивности, модулированной кристаллом и прошедшей в спектрограф в данном участке линии при измерении сигналов поперечного поля $\delta_{\perp 1}$ ($\xi = 0$) и $\delta_{\perp 2}$ ($\xi = -45^{\circ}$):

$$I_{\omega_1} = J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin^2 2\psi [(\sin 2(\chi_0 + \alpha) \cos 2\alpha \cos \Delta - \cos 2(\chi_0 + \alpha) \sin 2\alpha) Q_0 + \cos 2\alpha \sin \Delta V_0], \quad (4)$$

$$I_{\omega_2} = J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin^2 2\psi [(\sin 2(\chi_0 + \alpha) \sin 2\alpha \cos \Delta + \cos 2(\chi_0 + \alpha) \cos 2\alpha) Q_0 + \sin 2\alpha \sin \Delta V_0],$$

где I_0, Q_0, U_0, V_0 — параметры Стокса излучения, падающего на целостат; χ_0 — истинный азимут H_{\perp} , отсчитываемый от оси Y кристалла; α — угол между плоскостью падения на деполяризатор и осью X ; $J_1(\pi/2)$ — функция Бесселя.

При симметричном расположении линии относительно выходных щелей магнитографа и $|\Delta| \lesssim 12^{\circ}$ сложение от двух крыльев линии дает

$$\delta_{\perp 1} \sim 2J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin^2 2\psi Q_0 \sin 2\chi_0, \quad (5)$$

$$\delta_{\perp 2} \sim 2J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) \sin^2 2\psi Q_0 \cos 2\chi_0,$$

т. е. сигнал $\delta_{\perp} = (\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2)^{1/2}$ и азимут $\chi = 1/2 \arctg \delta_{\perp 1}/\delta_{\perp 2}$ практически не искажаются. При наибольшей разности фаз $|\Delta| \approx 19^{\circ}$ сигнал δ_{\perp}

занижается на 6%, ошибка азимута не превосходит 1° , что находится в пределах обычной точности фотоэлектрических измерений.

Столь малые значения погрешностей (при отсутствии расцентрирования линии) объясняются тем, что зеемановская круговая поляризация противоположна по знаку для двух крыльев линии, поэтому эффект перемешивания Q_0 , V_0 в схеме сложения исключается. В этом преимущество схемы измерения H_{\perp} с двумя щелями в крыльях линии по сравнению с установкой щелей в магнитографах Института Фраунгофера и ст. Локарно, где разность сигналов от π - и одной из σ -компонент искажается вследствие перемешивания продольного и поперечного полей. Этот эффект, меняющийся в течение дня, наблюдается на магнитографе ст. Локарно [3] и делает необходимым применение сложной системы компенсации ИП.

4. Асимметрия распределения поляризации внутри линии и эффект расцентрирования

Во время записи H_{\perp} средние за период модуляции величины потоков света, прошедшие через ЭОМ при $\xi = 0$ и $\xi = -45^\circ$,

$$\bar{I}_1 = \frac{1}{2} \sin^2 2\psi \left\{ I_0 - J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) [\sin 2(\chi_0 + \alpha) \sin \Delta Q_0 - \cos \Delta V_0] \right\}, \quad (6)$$

$$\bar{I}_2 = \frac{1}{2} \sin^2 2\psi \left\{ I_0 - J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) [(\sin 2(\chi_0 + \alpha) \cos 2\alpha \cos \Delta - \cos 2(\chi_0 + \alpha) \sin 2\alpha) Q_0 + \cos 2\alpha \sin \Delta V_0] \right\}$$

распределены несимметрично внутри контура линии вследствие просачивания круговой поляризации $\sim V_0$. Это вызывает расцентрирование положения линии при использовании автоматического компенсатора доплеровских смещений.

Кроме искажения $\delta_{\perp 1,2}$ непосредственно (т. е. без учета ИП) из-за нецентрального положения линии, что было рассмотрено в [16], асимметрия $I_{1,2}$ ведет к тому, что круговая поляризация в (4) не будет исключаться в схеме сложения. Так как обычно $|\Delta| \lesssim 12^\circ$, $\sin 2\psi \approx 1$, формулы (4) дают

$$I_{\omega 1} \approx J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) (Q_0 \sin 2\chi_0 + V_0 \cos 2\alpha \sin \Delta), \quad (7)$$

$$I_{\omega 2} \approx J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) (Q_0 \cos 2\chi_0 + V_0 \sin 2\alpha \sin \Delta).$$

Распределение \bar{I}_1 по профилю линии наиболее асимметрично, однако для случая, когда все плоскости отражения совпадают, $\alpha = 45^\circ$, по этому параметр V_0 не искажает $\delta_{\perp 1}$. При других положениях Солнца и целостата его влияние может быть существенным. То же справедливо для $\delta_{\perp 2}$, так как лишь для $\alpha = 45^\circ$ распределение I_2 симметрично. Угол $\alpha = 90^\circ - \chi$ при обычных условиях освещения целостата согласно нижней части фигуры находится в пределах $30^\circ < \alpha < 50^\circ$. Отсюда получаем $|\cos 2\alpha \sin \Delta| \lesssim 0,1$, поэтому асимметрия I_2 значительно меньше, чем I_1 , и ее можно не учитывать. Ошибки $\delta_{\perp 1}$ сильно зависят от χ_0 и полярности магнитного поля (от знака V_0).

Расчет погрешностей по теории Унно [17] для линии $\lambda 5250$ показал, что «интерференция» поперечного и продольного эффектов в (7) мало что прибавляет к ошибкам, обусловленным эффектом расцентрирования без учета ИП [16].

Эти ошибки несколько увеличиваются или уменьшаются вследствие ИП в зависимости от знака H_{\parallel} .

Для записи продольного поля, полагая $|\Delta| \lesssim 12^\circ$, $\sin 2\psi \approx 1$, имеем

$$I_\infty \approx J_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) [\sin 2(\chi_0 + \alpha) \sin \Delta Q_0 - \cos \Delta V_0],$$

$$\bar{I} \approx \frac{1}{2} \left[I_0 + J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) (\sin 2\chi_0 Q_0 + \cos 2\alpha \sin \Delta V_0) \right]. \quad (8)$$

Асимметрия \bar{I} внутри линии незначительна, поскольку обычно $J_0 \left(\frac{\pi}{2} \right) |\cos 2\alpha \sin \Delta| < 0,05$. Поэтому в схеме вычитания сигнал δ_{\parallel} занижается не более чем в $\cos \Delta = 0,97$ раза.

5. Учет трех последовательных отражений

Выше отмечалось, что в общем случае отражение от нескольких зеркал нельзя заменить одним эквивалентным отражением. К тому же деполаризатор компенсирует не отдельные отражения, а результирующую ИП всего телескопа, что также может внести искажения в измерение параметров Стокса. Поэтому был рассмотрен более общий случай освещения целостата: Солнце имеет максимальное склонение $\delta = 23^\circ 27'$ и часовой угол $t = -5^h$ (измерения **Н** обычно начинаются не ранее 8^h моск. вр.); целостат по-прежнему находится в меридиане. При этом углы падения на первое и второе целостатные и диагональное зеркала равны: $\varphi_1 = 43^\circ, 3$, $\varphi_2 = 34^\circ, 4$, $\varphi_3 = 45^\circ$ соответственно, углы между плоскостями падения на зеркала $\Omega_{12} = 117^\circ, 4$, $\Omega_{23} = 0$. Значения $\cos 2\psi$ и Δ для соответствующих углов падения, вычисленные на основе таблиц [6] при $n = 0,7$, $\kappa = 6,55$, следующие: $\cos 2\psi_1 = -0,0196$, $\cos 2\psi_2 = -0,0129$, $\cos 2\psi_3 = -0,0231$, $\Delta_1 = -11^\circ, 2$, $\Delta_2 = -6^\circ, 6$, $\Delta_3 = -12^\circ, 2$.

Расчеты показывают, что при падении на целостат естественного света 0,5% его интенсивности преобразуется в свет круговой поляризации, 2,9% — в свет линейной поляризации с азимутом $\chi = 60^\circ, 7$ (для МБСТ аналогичные расчеты при $\delta = -10^\circ, 4$, $t = -5^h$ дают $p = 0,024$, $\chi = 29^\circ$, что хорошо согласуется с измерениями, приведенными на фигуре). Если целостат освещается полностью линейно-поляризованным светом, азимут эллипса поляризации отраженного света изменяется вследствие ИП не более чем на $1^\circ, 8$, значения $I_{\perp}/I_{\parallel} = 0 \div 0,019$, что соответствует измерениям Степанова и Северного [5].

При записи H_{\parallel} асимметрия \bar{I} по-прежнему незначительна ($\cos 2\alpha \sin \Delta$ в (8) принимает значение $-0,146$), а сигнал δ_{\parallel} занижается на 3,5%.

В схеме измерения H_{\perp} при использовании компенсатора линейной поляризации ошибки δ_{\perp} и χ , вносимые ИП, не превышают 3,5% и $1^\circ, 3$, если нет расцентровки линии. Асимметрия \bar{I}_1 , \bar{I}_2 и, следовательно, погрешности H_{\perp} , обусловленные расцентровыванием, примерно те же, что и в случае меридианного положения Солнца (п. 4).

В данном случае отражения от двух целостатных зеркал в значительной мере взаимно компенсируются, поэтому действие всего телескопа несильно отличается от действия одного эквивалентного отражения. На этот факт, имеющий место при некоторых положениях целостата, указывалось также Мое [4].

Заключение

Измерения линейной и круговой поляризаций на зеркалах БСТ и МБСТ показали, что при описании ИП можно пользоваться результатами теории металлооптики. Рассчитанная поляризация отраженного света хорошо согласуется с непосредственными измерениями ИП.

На регистрацию солнечных продольных полей ИП практически не влияет. Основные погрешности в измерении H_{\perp} обусловлены «эффективной

асимметрией» профиля линии и связанной с этим расцентровкой ее положения относительно выходных щелей магнитографа. Однако сама ИП мало влияет на точность измерений H_{\perp} ввиду наличия существенных систематических погрешностей, присущих магнитографу и обусловленных эффектом расцентрования в чистом виде (т. е. без учета ИП); они были рассмотрены в [16].

При симметричном расположении линии влияние ИП практически полностью устраняется, если для измерения H_{\parallel} и H_{\perp} используются схемы вычитания и сложения сигналов от двух σ -компонент соответственно.

Расцентрование и связанное с этим «перемешивание» продольного и поперечного зееман-эффектов значительно слабее во втором варианте вектор-магнитографа, когда три компоненты \mathbf{H} регистрируются одновременно. Для повышения надежности измерений \mathbf{H} при сильных продольных полях, вызывающих асимметрию триплета, следует полностью избавиться от этой систематической ошибки или значительно уменьшить ее влияние. Одной из наиболее простых возможностей является преобразование компенсатора лучевой скорости таким образом, чтобы он реагировал на постоянные составляющие токов ФЭУ лишь во второй половине периода колебаний составной пластинки $\lambda/4$, когда угол $\xi = -45^{\circ}$. При этом остаточная асимметрия линии, вносимая только инструментальной поляризацией, мало существенна для измерений полного магнитного вектора.

Автор признателен академику А. Б. Северному за ряд критических замечаний и В. М. Кувшинову за помощь в измерении инструментальной поляризации.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. F. H. Seares. *Astrophys. J.*, 1913, 38, 99.
2. F. W. Jäger, L. Oetken. *Publ. Astrophys. Obs. Potsdam*, 1968, № 107.
3. E. Wiehr. *Solar Phys.*, 1971, 18, 226.
4. O. K. Мое. *Rept. Inst. Theoret. Astrophys. Blindern—Oslo*, 1968, № 27.
5. В. Е. Степанов, А. В. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1962, 28, 166.
6. А. П. Пришивалко. *Отражение света от поглощающих сред*. Минск, Изд-во АН БССР, 1963.
7. G. Ruben. *Optik*, 1959, 16, 326.
8. L. G. Schulz, F. R. Tangherlini. *J. Opt. Soc. America*, 1954, 44, 362.
9. Г. П. Скорняков, М. М. Кириллова. *Оптика и спектроскопия*, 1959, 6, 248.
10. Ю. Н. Липский. *Астрон. цирк.*, 1955, № 163, 29.
11. V. Bumba, B. Topolová-Růžičková. *Bull. Astron. Inst. Czech.*, 1962, 13, 95.
12. П. П. Козак. *Цирк. астрон. obs. Львовск. ун-та*, 1963, № 39—40, 78.
13. В. Н. Козловский, Д. А. Кузнецов. *Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца»*, вып. 10. СибИЗМИР АН, 1970, стр. 208.
14. F. W. Jäger, L. Oetken. *Publ. Astrophys. Obs. Potsdam*, 1963, № 103.
15. У. Шерклифф. *Поляризованный свет*. М., «Мир», 1965.
16. В. А. Котов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1971, 44, 77.
17. W. Unno. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1956, 8, 108.

О КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ
СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКОВ НА ВОЛНЕ 3,15 см

Н. Н. Егюшев, Л. И. Цветков

Рассмотрены квазипериодические изменения интенсивности трех солнечных радиовсплесков. Обнаруживаются флуктуации колебательного типа с периодом от 6 до 320 сек. Амплитуда флуктуаций изменяется от ± 7 до $\pm 50\%$ относительно среднего уровня. Рассмотрение проведено как для полной интенсивности, так и для поляризованной по кругу компоненты всплесков. Замечены ряд закономерностей в проявлении квазипериодических флуктуаций во всплесках.

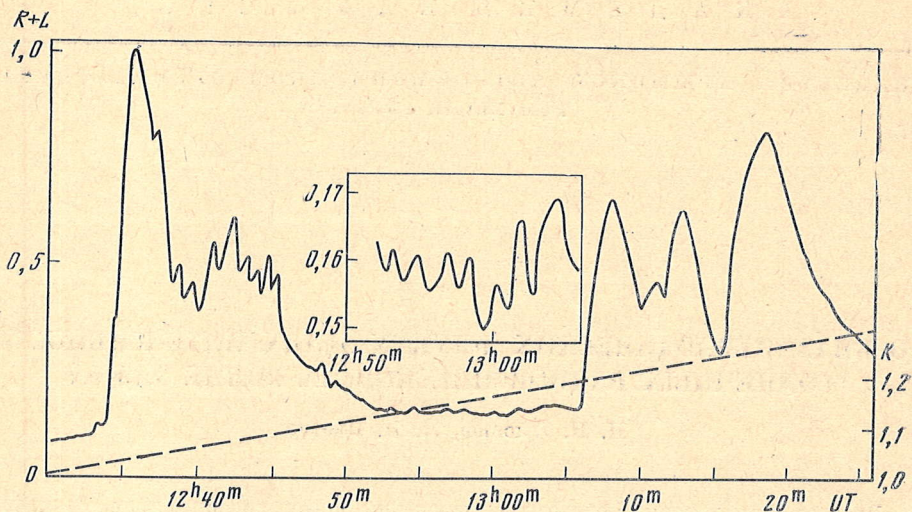
ON THE QUASIPERIODIC FLUCTUATIONS OF THE SOLAR RADIO BURSTS INTENSITY AT THE 3.15 cm, by N. N. Erjushev, L. I. Tsvetkov.— The quasiperiodic variations of intensity and polarization of three Solar radio bursts are investigated. Oscillations of intensity with the period from 6 to 320 sec are detected. The amplitude of the oscillations of the intensity is in the range ± 7 — $\pm 50\%$ of the average level.

Несколько лет назад А. Б. Северный обратил наше внимание на то, что флуктуации солнечных радиовсплесков, в особенности в поляризованном излучении, могут носить квазипериодический характер. В этой связи был проведен ряд специальных наблюдений на радиотелескопе РТ-22. На волне 3,15 см были замечены изменения интенсивности поляризованного излучения с периодом около 3 мин во время всплеска 10.VII 1968 г. и 20 — 40 мин — 12.VII 1968 г. [1]. Вариации в степени поляризации с периодом от нескольких до десятков минут обнаружены в течение всплесковой активности 29.X 1968 г. [2].

Интересные результаты были сообщены зарубежными авторами. Наблюдалась изменения интенсивности радиовсплеска 8.VIII 1968 г. с периодом 16 сек (в диапазоне 1,95—50 см), за 15 мин до начала этого же всплеска замечены вариации интенсивности с периодом 23 сек на волне 10 см [3, 4]. Зарегистрированы изменения интенсивности на волне 1,95 см с периодом 9, 10 и 12 мин 8.VII 1968 г. [5]. В поляризованном излучении на волне 10 см выявлены флуктуации с периодом от 6 сек до 6 мин [6]. Уже на основании результатов этих многочисленных работ, по-видимому, можно говорить не только о реальности существования указанных явлений во всплесках, но и о некоторых их особенностях.

Изучение тонкой квазипериодической структуры радиовсплесков представляет несомненный интерес для понимания нестационарных процессов на Солнце. Эта область исследований в совокупности с изучением квазипериодических явлений в интегральном потоке радиоизлучения Солнца [7, 8] заслуживает большого внимания. Здесь особую ценность должны представить непрерывные наблюдения на больших инструментах, способных разрешать отдельные участки на Солнце.

Далее приведены результаты рассмотрения трех радиовсплесков на волне 3,15 см как в поляризованном излучении ($R - L$), так и в полной интенсивности ($R + L$). Наблюдения проводились на 22-метровом радиотелескопе Крымской обсерватории. Скорость протяжки лент на самопис-



Фиг. 1. Временной ход полной интенсивности радиовсплеска 27.X 1968 г. В середине приведена часть записи в увеличенном масштабе

цах (20 мм в минуту) позволяла отсчитать время с точностью не менее 2 сек.

1. Рассмотрим событие в радиоизлучении, имевшее место во время солнечной вспышки 27.X 1968 г. В этот день проводилось непрерывное слежение за локальным источником, связанным с группой пятен № 425 с координатами 17° E, 15° S [9]. Группа была вспышечно активной, вся площадь ее и площадь наибольшего пятна в ней в день наблюдения составляли 815 и 511 миллионов долей полусферы соответственно [9]. 27 октября зарегистрировано много всплесков. Наиболее мощный всплеск начался в $12^{\text{h}}32^{\text{m}}30^{\text{s}}$ UT. В дальнейшем время везде мировое. Временной ход полной интенсивности ($R + L$) всплеска в относительных единицах приведен на фиг. 1. Он состоит как бы из двух частей, участок между которыми в увеличенном масштабе на фиг. 1 показан отдельно. Сразу же отметим, что на фиг. 1 некоторые тонкие детали на общем ходе всплеска опущены, они будут обсуждены ниже при рассмотрении записи интенсивности поляризованной компоненты. Штриховая линия на фигуре дает ход коэффициента K поправки уровня интенсивности, так как интенсивность постепенно падала из-за ухудшения условий наблюдения к концу дня. Заметим, что это не вносило никаких искажений в структуру профиля всплеска, поэтому в нашем случае оно несущественно.

Особенностью рассматриваемого всплеска было наличие квазипериодического характера флуктуаций интенсивности на всем протяжении всплеска. Солнечное происхождение этих флуктуаций не вызывает сомнений, так как они подтверждаются записями наблюдений, полученными одновременно с нами на других станциях [10, 11].

В качестве примера на фиг. 2 представлены копии двух соседних участков записи поляризованного излучения, соответствующих по времени первой части всплеска (вертикальной стрелкой на оси времени отмечен момент максимума). На фиг. 2 масштаб по оси интенсивности не соблюден; например, начиная с $12^{\text{h}}38^{\text{m}}15^{\text{s}}$ всю запись нужно опустить несколько ниже. Совмещение по интенсивности двух участков записи, как это представлено на фиг. 2, произведено для наглядности структуры флуктуации. Непосредственно из фиг. 2 можно заметить не только сам факт периодического изменения интенсивности, но и как бы наложение флуктуаций с относительно коротким периодом на изменения с более длинным периодом. В дальнейшем «долгопериодические» изменения, на которые накладываются

флуктуации с меньшим периодом, кратко будем называть «флуктуациями с заполнением», а налагающиеся на них вариации условно назовем «короткопериодическими флуктуациями».

Из фиг. 1 следует, что первая часть всплеска содержит флуктуации с периодом от 40 до 95 сек. Амплитуда их составляет в среднем $\pm 10\%$ от среднего всплескового уровня.

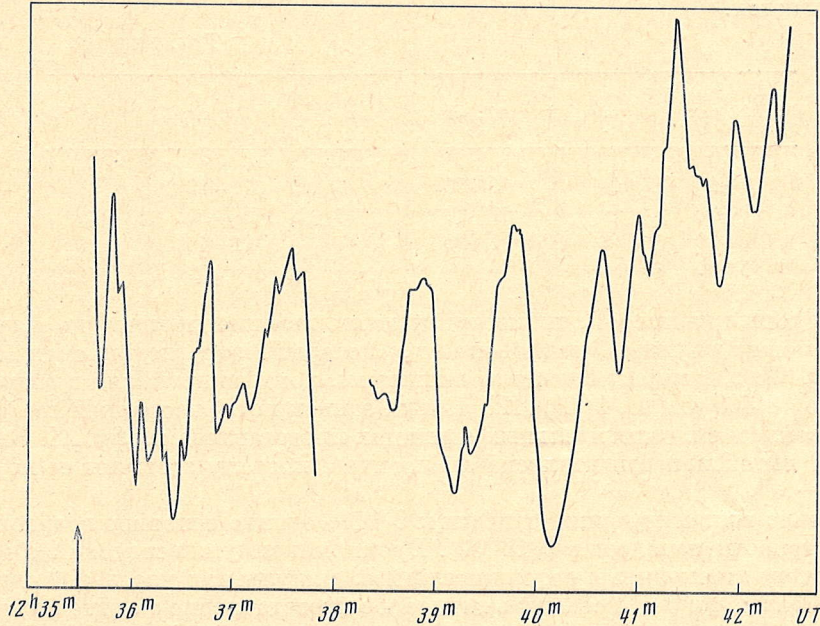
На фиг. 3 приведены данные о временном изменении значений периодов флуктуаций по записи поляризованного излучения с учетом их тонкой структуры за интервал, охватывающий первую часть всплеска. Для флуктуаций с заполнением (фиг. 3) ход изменения периода со временем имеет максимум; наибольшее значение $T = 95$ сек, наименьшее 40 сек.

Теперь о короткопериодических флуктуациях. В этом случае характерно то, что они возникали как бы отдельными группами (цугами). За рассматриваемый интервал времени обнаруживается пять таких групп. В каждом цуге период флуктуаций со временем становится короче. Головные колебания в трех первых цугах по своим периодам ($T = 50$ сек) существенно выделяются от последующих флуктуаций в цугах, а для двух других цугов это различие менее отчетливо. Цуги флуктуаций возникали, следуя друг за другом, через интервалы 198, 126, 156 и 114 сек. По продолжительности каждый цуг охватывает не менее двух колебаний с заполнением. Заметим, что подобные цуги были обнаружены нами ранее в распределении всплесковой активности 29.X 1968 г. [2].

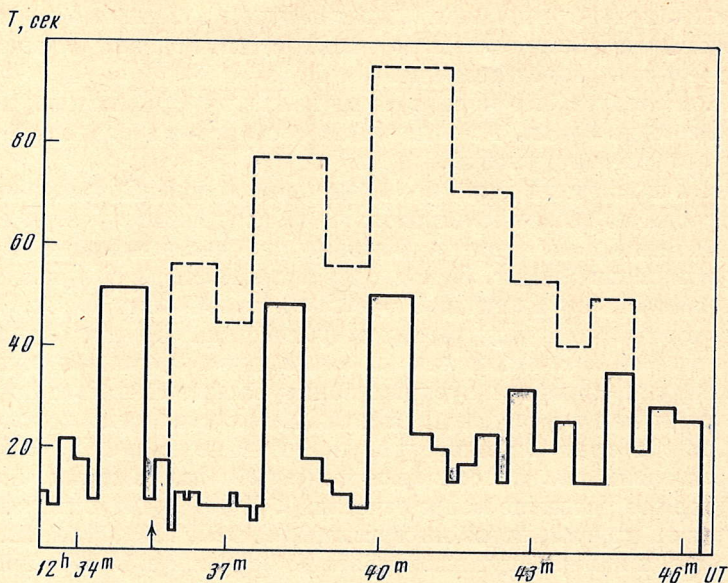
Распределение флуктуаций по периодам дано в табл. 1, где n — число флуктуаций в каждом данном интервале периодов ΔT . Согласно табл. 1 наибольшее количество флуктуаций наблюдается с периодом до 30 сек. Число колебаний уменьшается с увеличением их периода. Обращает на себя внимание второй максимум в распределении n в интервале $\Delta T = 51 \div 60$ сек, однако из-за малого числа случаев говорить уверенно о его реальности затруднительно.

В интервале времени $12^{\text{h}}50^{\text{m}} - 13^{\text{h}}06^{\text{m}}$ (фиг. 1, участок между двумя частями всплеска) наблюдаются флуктуации интенсивности с периодом

R-L



Фиг. 2. Часть записи интенсивности поляризованного излучения всплеска 27.X 1968 г.



Фиг. 3. Изменение периодов флуктуаций со временем для первой части всплеска 27.X 1968 г. (по записи поляризованного радиоизлучения)

Штриховая линия — для флуктуаций с заполнением, сплошная — для короткопериодических флуктуаций. Стрелка на оси времени — момент максимума всплеска

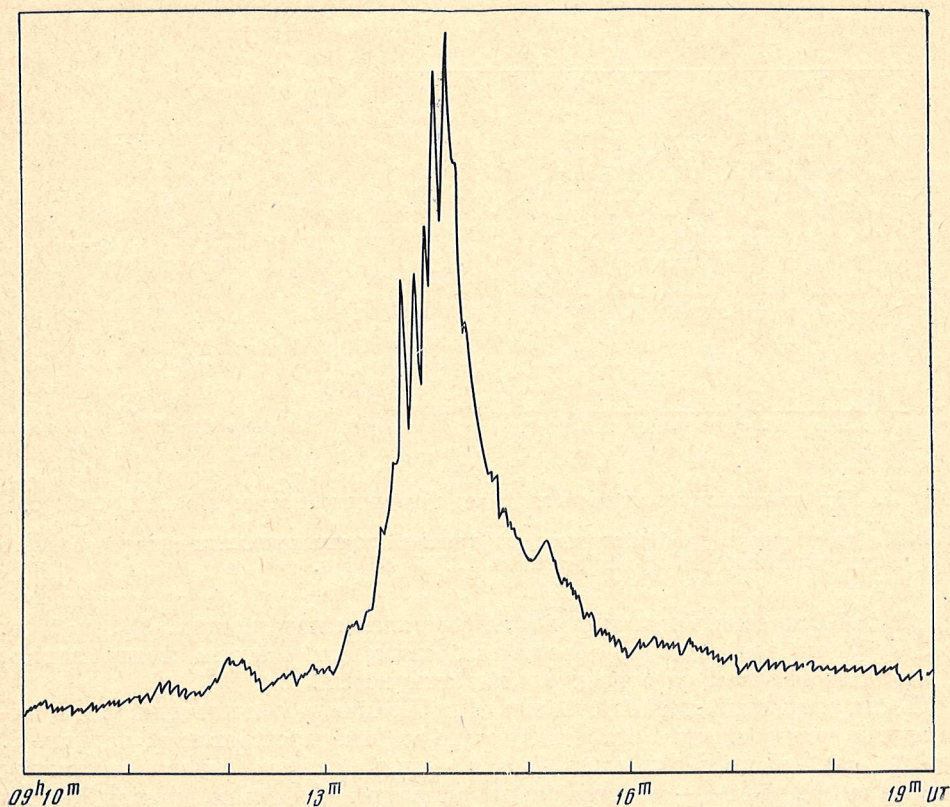
$T = 80 \div 140$ сек. Амплитуда флуктуаций в этом случае составляет в среднем $\pm 7\%$ от общего уровня. Далее, начиная с $13^{\text{h}}06^{\text{m}}$ (начало второй части всплеска) интенсивность всплеска снова сильно возросла, причем, как видно из фиг. 1, без каких-либо разрывов в колебательном процессе. Это повышение интенсивности сопровождалось как ростом периода флуктуаций до $T = 230 \div 320$ сек, так и их амплитуды до $\pm 50\%$ от среднего уровня. Начиная с $12^{\text{h}}50^{\text{m}}$ тонкая структура флуктуаций здесь не рассматривается.

Таблица 1

ΔT , сек	n	ΔT , сек	n	ΔT , сек	n
0—10	14	41—50	3	71—80	2
11—20	14	51—60	6	81—90	2
21—30	9	61—70	—	91—100	1
31—40	2				

2. Вторым примером, иллюстрирующим квазипериодические флуктуации, может служить радиовсплеск, который зарегистрирован нами 20.VII 1970 г. Всплеск связан со вспышкой, которая возникла в активной области № 346 (52° E, 9° N) [12]. Копия записи поляризованной составляющей всплеска в относительных единицах представлена на фиг. 4. Запись полной интенсивности всплеска аналогична, поэтому здесь мы ее не приводим.

Начало всплеска можно отнести к $9^{\text{h}}11^{\text{m}}$, однако основное возрастание интенсивности началось в $9^{\text{h}}13^{\text{m}}32^{\text{s}}$. Время максимума всплеска $9^{\text{h}}14^{\text{m}}15^{\text{s}}$. Всплеск по времени непродолжительный, импульсная часть его охватывает не более 2 мин. Чтобы дать некоторое представление об интенсивности всплеска $J_{\text{в}}$, в табл. 2 приведены величины превышений его уровня (в %) над уровнями спокойного Солнца J_0 и локального источника $J_{\text{л}}$ непосредственно по записям наблюдений.



Фиг. 4. Временной ход интенсивности поляризованного радиоизлучения всплеска 20.VII 1970 г.

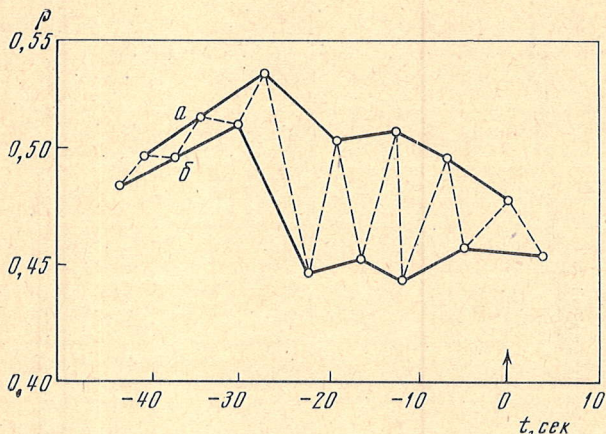
Следует учесть, что приведенные в таблице данные относятся к наблюдениям с диаграммой направленности антенны около $6'$. По интенсивности всплеск был относительно слабым и составлял около 6 и 3 единиц потока для полного и поляризованного излучений соответственно.

Таблица 2

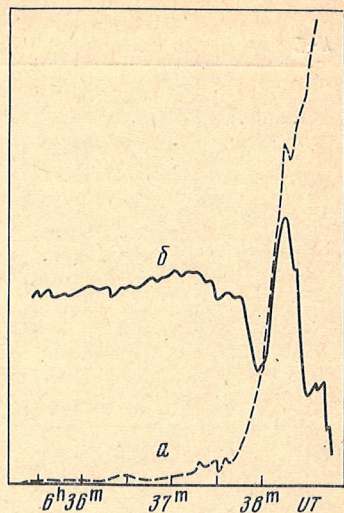
$I_B/I_0, \%$		$I_B/I_{\text{пл}}, \%$	
R + L	R - L	R + L	R - L
73	35	42	340

Характерным для данного всплеска являются устойчивые флуктуации интенсивности на общем ходе предмаксимальной стадии его развития. Они появлялись непрерывно, следуя друг за другом в виде отдельных пичков. Зарегистрировано семь таких пичков. Первые два из них проявились менее отчетливо. Период флуктуаций равен 6—8 сек. Амплитуда их составляет в среднем ± 15 и $\pm 11\%$ от среднего уровня для поляризованного излучения и полной интенсивности соответственно.

Если допустить, что источники поляризованного и неполяризованного излучений по своим угловым размерам в каждый данный момент времени совпадают, то степень поляризации ρ может быть оценена просто отношениями антенных температур, которые будут соответствовать отношениям плотностей потоков [13]. В пользу допущения о равенстве угловых размеров в той или иной степени может служить хорошее подобие временных



Фиг. 5. Ход изменения степени поляризации во время всплеска 20.VII 1970 г.



Фиг. 6. Изменения полной интенсивности (кривая *a*) и интенсивности поляризованного излучения (кривая *б*) во время всплеска 26.VII 1970 г.

профилей всплеска в поляризованном и полном излучениях. Кроме того, нас будут интересовать не абсолютные значения степени поляризации, а главным образом ее относительные изменения.

Были оценены значения степени поляризации в моменты пиков и в минимумах между ними. Соответствующие данные представлены на фиг. 5, где по оси абсцисс отложено время (нуль соответствует максимуму всплеска). Кривая *a* — для степени поляризации ρ_m в пиках, кривая *б* — для ρ_0 в минимумах. Штриховыми линиями последовательно соединены между собой значения для ρ_0 и ρ_m . Ошибки в определении отношений антенных температур по всем точкам не превышают 1,5—2,0%. Как видно из фиг. 5, величина поляризации радиоизлучения всплеска заметно выше в моменты пиков, нежели в минимумах.

3. На фиг. 6 приведены записи предмаксимальной стадии развития всплеска 26.VII 1970 г. Всплеск 26 июля, как и всплеск 20 июля, связан с группой пятен № 346, когда она находилась на западной половине диска (9°N , 28°W [11]). В локальном источнике преобладало излучение, поляризованное по правому кругу. Всплеск поляризован по левому кругу. Начало всплеска в $6^{\text{h}}36^{\text{m}}$, максимум в поляризованном излучении в $6^{\text{h}}42^{\text{m}}10^{\text{s}}$, конец в $6^{\text{h}}53^{\text{m}}$. Временной ход полной интенсивности всплеска имеет два максимума ($6^{\text{h}}38^{\text{m}}20^{\text{s}}$ и $6^{\text{h}}42^{\text{m}}10^{\text{s}}$), из них второй выражен менее отчетливо. Общий ход всплеска в поляризованном излучении подвержен флуктуациям, однако здесь нас интересует только начальная стадия его развития. В начале всплеска интенсивность поляризованного излучения испытывает плавные вариации. С $6^{\text{h}}37^{\text{m}}50^{\text{s}}$ в течение 37 сек происходят резкие изменения интенсивности поляризованного излучения колебательного типа. Из фиг. 6 видно, что во время периодических изменений в поляризованном излучении, полная интенсивность растет без заметных вариаций.

На фиг. 6 обнаруживается только один колебательный цикл, имеющий период 30 сек с амплитудой $\pm 25\%$ относительно интенсивности локального источника.

Заключение

В настоящее время вряд ли можно сомневаться в том, что флуктуации интенсивности солнечных радиовсплесков, по-видимому, во всем сантиметровом диапазоне длин волн — явления не случайные, а имеют законо-

мерный характер, обусловленный колебательными процессами в областях возникновения всплесков.

Период флуктуаций изменяется в широких пределах как от всплеска к всплеску, так и в течение одного и того же всплеска. В трех рассмотренных здесь случаях обнаруживаются флуктуации с периодом от 6 до 320 сек. Амплитуды флуктуаций относительно среднего уровня интенсивности составили: для полной интенсивности всплеска 27.X 1968 г. в среднем $\pm 10\%$ в первой его части, $\pm 7\%$ в интервале между первой и второй частями всплеска и $\pm 50\%$ для второй части всплеска; для всплеска 20.VII 1970 г. — ± 15 и $\pm 11\%$ для интенсивности поляризованного излучения и полной интенсивности соответственно. Изменения в поляризованном излучении для всплеска 26.VII 1970 г. составили $\pm 25\%$ относительно интенсивности локального источника, в районе которого возник всплеск. Квазипериодические флуктуации проявляются более наглядно в поляризованном излучении. Период и амплитуда их имеют тенденцию к росту с увеличением мощности всплесков. Отмеченная связь между периодами флуктуаций и энергиями всплесков согласуется с [6].

Замечено, что во время первой части всплеска 27 октября наряду с долгопериодическими изменениями (на фоне их) имели место флуктуации с относительно коротким периодом, которые возникали как бы группами (цугами). В каждой отдельной группе период флуктуаций уменьшается со временем, наименьшее значение периода около 10 сек. Утверждать уверенно, что все эти мелкие вариации связаны с явлениями на Солнце, мы не можем, и к этому результату следует отнестись осторожно.

Вторая часть всплеска 27 октября, являющаяся, по-видимому, излучением IV типа [10], характеризуется заметным повышением интенсивности всплеска, однако оно не вызвало никаких разрывов в колебательном процессе, но период колебаний и их амплитуда существенно возросли.

Обращают на себя внимание также закономерности в изменении величины поляризации во время всплеска 20.VII 1970 г. В моменты пиков значения степени поляризации выше, нежели в точках минимумов (по нижней огибающей флуктуаций). Вначале до третьего пика величина поляризации возрастает (скачками). После третьего пика степень поляризации в пиках начала постепенно уменьшаться, а в точках минимумов она резко упала и в дальнейшем оставалась практически постоянной. Постоянство поляризации в минимумах (между пиками) можно как бы отнести к определенному стационарному состоянию излучающей области, тогда как в моменты пиков происходит нарушение этого состояния.

Периодические изменения интенсивности поляризованного излучения во время всплеска 26.VII 1970 г. были связаны со сменой знака поляризации.

Полученные нами здесь данные свидетельствуют о сложной структуре колебательных процессов в источниках всплесков.

В настоящее время пока еще затруднительно делать какие-либо обобщенные выводы относительно природы квазипериодических флуктуаций. Возможно, что они обусловлены магнитно-гидродинамическими процессами в активных областях, на связь которых с радиоизлучением Солнца указывал А. Б. Северный еще в 1955 г. [14].

Мы склонны также предполагать, что сантиметровые радиовсплески, несмотря на кажущуюся простоту их профилей, состоят из двух компонент: фоновой (общего уровня) и колебательной (флуктуаций).

В заключение выражаем искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за постоянный интерес к настоящему исследованию и ценные советы при выполнении работы.

Декабрь 1971 г.

Литература

1. Н. Н. Ерюшев., Л. И. Цветков. Солнечные данные, 1969, № 12.
2. Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 47, 000.
3. G. K. Parks, I. R. Winckler. Astrophys. J. Letters, 1969, 155, L117.
4. T. J. Janssens, K. P. White. Astrophys. J. Letters, 1969, 158, L127.
5. J. A. Van Allen, C. D. Wende. J. Geophys. Res., 1969, 74, 3048.
6. A. H. Cribbens, P. A. Mattheus, Nature, 1969, 222, 158.
7. О. И. Юдин. Изв. вузов. Радиофизика, 1968, 11, вып. 4, 617.
8. Г. Б. Гельфрейх, О. Г. Деревяшко, А. Н. Коржавин, Н. П. Стасюк. Солнечные данные. 1969, № 9.
9. Бюлл. «Солнечные данные», 1968, N 10.
10. Report. UAG-8, pt. 1. Boulder, 1970.
11. Solar-Geophysical Data. Boulder, 1968, N 291.
12. Бюлл. «Солнечные данные», 1970, № 7.
13. А. Д. Кузьмин, А. Е. Соломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Советское радио», 1964.
14. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 111.

НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА ВОЛНАХ 1,35; 1,76 И 8 мм

В. А. Ефанов, Ю. Ю. Куликов, И. Г. Моисеев, Л. И. Федосеев

Приводятся результаты наблюдений радиоизлучения солнечных активных областей на волнах 1,35; 1,76 и 8 мм на 22-м радиотелескопе КАО АН СССР. Сопоставлены данные об их излучении в диапазоне длин волн от 1,2 до 17 мм. Сделано заключение, что на волнах 1,2—4 мм активные области излучают как тепловые оптически плотные источники.

OBSERVATION OF SOLAR ACTIVE REGIONS AT 1,35; 1,76 and 8 mm, by V. A. Efanov, J. J. Kulikov, I. G. Moiseev and L. I. Fedoseyev.— The results of observations of radio emission of solar active region at 1,35; 1,76 and 8 mm with the 22 m radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory are given. The emission of active regions in the range from 1,2 mm to 17 mm are compared with the conclusion that the radio emission of active regions at 1,2—4 mm is of thermal origin (optically thick).

С целью исследования источников медленно меняющейся компоненты солнечного радиоизлучения в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн в октябре 1970 г. на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были проведены наблюдения радиоизлучения Солнца на волнах 1,35; 1,76 и 8 мм.

Для наблюдений использовались радиометры модуляционного типа [1—3], СВЧ-узлы которых располагались в прямом фокусе антенны. Угловое разрешение радиотелескопа соответствовало 1',2 на волнах 1,35 и 1,76 мм (облучалась часть зеркала) и 1',6 на $\lambda = 8$ мм. Диаграммы направленности антенны определялись по записям радиоизлучения Солнца, а на $\lambda = 8$ мм, кроме того, — по наблюдениям радиоизлучения Юпитера.

Основные характеристики использовавшейся для наблюдений аппаратуры (чувствительность ΔT при постоянной времени $\tau = 1$ сек и полоса пропускания на каждой волне) приведены в табл. 1.

Таблица 1

λ , мм	ΔT , °К	$2\Delta f$, Мгц	Тип радиометра
1,35	5	1 600	Супергетеродинный [1]
1,76	10	17 000	Детекторный [2]
8	1,5	30	Супергетеродинный [3]

Наблюдения велись одновременно на двух волнах: 1,76 и 8 мм или 1,35 и 8 мм. Сканирование Солнца осуществлялось, как правило, в направлении прямого восхождения с шагом по склонению в 1' (вблизи активных центров шаг по склонению уменьшался). С целью точного определения координат локальных источников регистрировались записи прохождения Солнца радиотелескопом как в прямом, так и в обратном направлении (при $\tau = 1$ сек на волне 8 мм и $\tau = 4$ сек на волнах 1,35 и 1,76 мм).

При обработке результатов измерений на волне 1,35 мм некоторую трудность представлял выбор уровня излучения спокойного Солнца. На волне 8 мм и отчасти на волне 1,76 мм эта операция облегчалась наличием на кривых сканирования довольно протяженных плоских участков, соответствующих уровню яркости спокойного Солнца, отклонение от которого имело место вблизи локальных источников и лимба Солнца. На волне 1,35 мм из-за значительного рассеяния антенны вне ее главного лепестка записи прохождения Солнца радиотелескопом заметно деформированы (особенно вблизи лимба). Поэтому четко провести уровень спокойного Солнца удавалось только на некоторых регистрограммах (назовем их опорными), более или менее равномерно распределенных в течение сеанса наблюдений. При проведении этого уровня на остальных записях пришлось прибегать к интерполяции либо привязываться к характерным особенностям опорных и всех остальных записей.

Радиоизображения полного диска Солнца на волнах 1,35 и 8 мм были получены 10 и 15.X 1970 г. Изображение отдельных частей диска, на которых наблюдались активные области, получены 3 и 5 октября на волнах 1,76 и 8 мм и 11 и 12 октября на волнах 1,35 и 8 мм.

На фиг. 1 приведены примеры радиокарт Солнца. На картах за единицу принято значение уровня невозмущенного Солнца.

Как отмечалось ранее [4—8], положение активных областей на солнечном диске и их размеры хорошо коррелируют с положением и размерами кальциевых флоккулов. Не останавливаясь на этом подробно, мы рассмотрим здесь спектр излучения активных областей.

Для этой цели по полученным радиоизображениям Солнца определялось превышение яркостной температуры источников $\Delta T_{\text{и}}$ над яркостной температурой невозмущенного Солнца согласно выражению

$$\Delta T_{\text{и}} = \left(\frac{T_{\text{а.и}}}{T_{\text{а}\odot}} - 1 \right) q T_{\odot}, \quad (4)$$

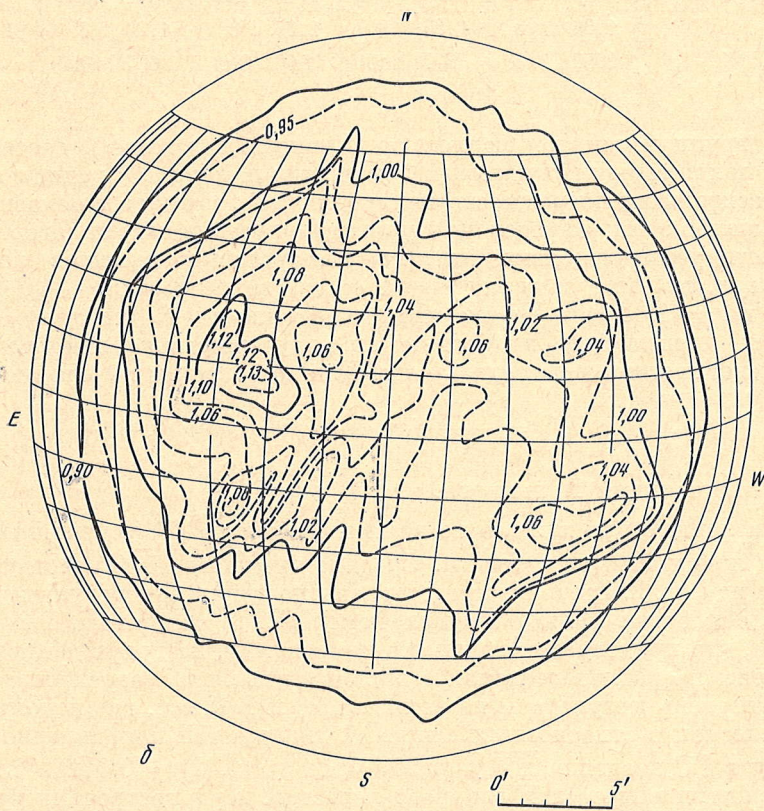
где $T_{\text{а.и}}$ — антенная температура при наблюдении локального источника; $T_{\text{а}\odot}$ — антенная температура от участка невозмущенного Солнца; T_{\odot} — яркостная температура спокойного Солнца; q — фактор, учитывающий рассеяние антенны вне угловых размеров локального источника и всего солнечного диска. Рассеяние определялось на основании результатов измерений антенных температур при наблюдениях радиоизлучения Юпитера и Солнца на волнах 8 и 2 мм [9], а на $\lambda = 1,35$ и 1,76 мм находилось линейным экстраполированием значений рассеяния, полученных в интервале длин волн 2 ÷ 8 мм. Значения q приведены в табл. 2.

Таблица 2

λ , мм	q для размера локального источника		
	< 3'	3÷5'	> 5'
1,35	1,35	1,23	1,17
1,76	1,33	1,22	1,16
8	1,2	1,15	1,10

На основании анализа данных, приведенных в [10, 11], а также в соответствии с [5, 6] при обработке полагалось, что на волнах 1,35 и 1,76 мм $T_{\odot} = 6000^{\circ}$ К, а на волне 8 мм $T_{\odot} = 8000^{\circ}$ К.

Полученные значения превышения температуры активных областей над уровнем спокойного Солнца $\Delta T_{\text{и}}$ представлены в табл. 3. Для источников, наблюдавшихся в течение нескольких дней, даны усредненные за этот период значения $\Delta T_{\text{и}}$. В табл. 3 приведены также номера и коор-



Фиг. 1. Радиоизображение Солнца на $\lambda = 8$ мм (а) и $\lambda = 1,35$ мм (б) на 11 час московского времени 15.X 1970 г.

Таблица 3

Дата	3.X 1970 г.	3.X 1970 г.	3.X 1970 г.	3.X 1970 г.	3 и 5.X 1970 г.
Номер и координаты групп пятен	432 7S 51W	Флоккул 16N 37W	438 17N 13W	440 19N 41E	441 12 50 (3.X)
λ , мм	1,76 8	1,76 8	1,76 8	1,76 8	1,76 8
$\Delta T_{\text{и}}(\lambda)$, °К	510 365	730 1010	880 1565	510 645	640 1090

Таблица 3 (продолжение)

Дата	10.X 1970 г.	10+12 и 15.X 1970 г.	10-12.X 1970 г.	10-12 и 15.X 1970 г.
Номер и координаты групп пятен	441 10S 46W	445 12N 53W (15.X)	12N 27E (10.X)	444, 446 12S 17E (10.10.X)
λ , мм	1,35 8	1,35 8	1,35 8	1,35 8
$\Delta T_{\text{и}}(\lambda)$, °К	120 1920	675 1250	565 660	710 1080

Таблица 3 (окончание)

Дата	15.X 1970 г.	15.X 1970 г.	15.X 1970 г.	15.X 1970 г.	15.X 1970 г.
Номер и координаты групп пятен	449 4N 15E	450 10N 27E	451 20N 40E	453 15S 28E	Флоккул 17N 13W
λ , мм	1,35 8	1,35 8	1,35 8	1,35 8	1,35 8
$\Delta T_{\text{и}}(\lambda)$, °К	1050 2100	970 1830	160 670	645 1055	440 370

динаты групп пятен (по бюллетеню «Солнечные данные»), соответствующих по положению наблюдаемым локальным источникам радиоизлучения.

Относительная погрешность измерения $\Delta T_{\text{и}}$, которая в основном зависит от ошибок при определении уровня излучения спокойного Солнца и неточности учета рассеяния антенны вне угловых размеров локальных источников, в сумме составляет $\sim 10\%$ на волне 8 мм и $\sim 20\%$ на $\lambda = 1,76$ и $\lambda = 1,35$ мм. По найденным значениям $\Delta T_{\text{и}}$ (табл. 3) были определены превышения интенсивности излучения локальных источников над интенсивностью невозмущенного Солнца согласно выражению

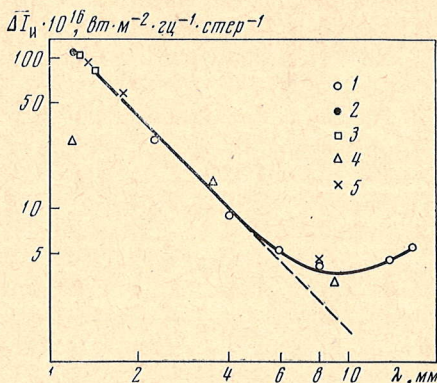
$$\Delta T_{\text{и}} = \frac{2k\Delta T_{\text{и}}}{\lambda^2} (\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}), \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана.

Вычисленные для каждой из волн значения $\overline{\Delta T}(\lambda)$ усреднялись затем по всем локальным источникам. Средние значения $\overline{\Delta T}(\lambda)$ нанесены крестиками на фиг. 2. Здесь же представлены полученные в результате аналогичной обработки данные других измерений в диапазоне 1,2—17 мм. Заметим, что практически почти все помещенные на графике наблюдения выполнены на радиотелескопах с высоким угловым разрешением. Лишь в [7] приведены результаты на волнах 1,26 и 1,42 мм, где использовался радиотелескоп с относительно широкой диаграммой направленности (6'). Поэтому в [7] значения $\overline{\Delta T}_{\text{а.и}}(1,26) = \overline{\Delta T}_{\text{а.и}}(1,42) = 0,04 T_{\text{а} \odot}$ являются усредненными в пределах главного лепестка. При построении фиг. 2 на волнах 1,26 и 1,42 мм принято во внимание лишь отношение интенсивности излучения, следующее из равенства приращений антенных температур.

Фиг. 2. Зависимость от длины волны среднего превышения интенсивности излучения активных областей над уровнем спокойного Солнца

1 — 21—24.V 1968 г., апрель 1969 г. [5];
 2 — март—июнь 1969 г. [8];
 3 — 20.III — 23.IV 1969 г. [7];
 4 — 24—25.IX 1969 г. [6];
 5 — 3—15.X 1970 г.



Как видно из фиг. 2, за исключением результатов наблюдений на волне 1,2 мм [6], данные всех остальных измерений в диапазоне 1,2—4 мм находятся в хорошем соответствии между собой и приведенной в [5] для волн $\lambda \leq 4$ мм зависимостью

$$\Delta I_n(\lambda) \sim \lambda^{-2} \quad (3)$$

(прямолинейная часть графика на фиг. 2). Зависимость (3) свидетельствует о тепловом характере излучения оптически плотных активных областей [5]. Отклонение от нее данных наблюдений на волне 1,2 мм [6] вряд ли можно объяснить изменением активности Солнца, так как результаты измерения на волне 3,5—9 мм, приведенные там же, находятся в хорошем согласии с другими наблюдениями (в том числе на волне 1,2 мм [8]), выполненными как до, так и после описанных в [6].

Следует также отметить, что ни в одном из наших наблюдений на волнах от 1,26 до 1,76 мм не зарегистрировано сравнительно быстрых (с периодом порядка нескольких минут) вариаций излучения активных областей, о которых сообщалось в [8, 12].

В заключение выражаем глубокую благодарность А. Г. Кислякову за полезное обсуждение работы.

20 декабря 1971 г.

Литература

1. Л. И. Федосеев, Ю. Ю. Куликов. Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 4, 554.
2. Ю. А. Дрягин, Л. И. Федосеев. Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, № 6, 813.
3. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 149.
4. V. A. Efanov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev, A. I. Naumov. Solar Phys., 1969, 8, 331.
5. V. A. Efanov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev. Solar Phys. (in press).
6. M. R. Kundu. Solar Phys., 1960, 13, № 2, 348.
7. Ю. Ю. Куликов, Л. И. Федосеев. Доклад на секции «Исследование радиоизлучения Солнца» Научного Совета по комплексной проблеме «Радиоастрономия» АН СССР. Горький, 19 ноября 1969 г.
8. J. E. Beckman, C. D. Clark. Solar Phys., 1971, 16, № 187.
9. А. Г. Кисляков, А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Астрон. ж., 1962, 39, вып. 3, 410.
10. Л. И. Федосеев, Л. В. Лубяко, Л. М. Кукин. Астрон. ж., 1967, 44, вып. 6, 1196.
11. F. I. Shimabucuro, T. M. Stacey. Astrophys. J., 1968, 152, № 3, 777.
12. C. D. Clark, W. M. Park. Nature, 1968, 219, № 5157, 922.

ХРОНИКА

В течение 1971 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и симпозиумах как в Советском Союзе, так и за рубежом. В апреле А. Б. Северный принимал участие в симпозиуме «Магнитные проблемы в астрономии» (Англия).

В. А. Котов выезжал в Утрехт (Голландия) на симпозиум по ультрафиолетовой и рентгеновской спектроскопии в астрофизике.

П. П. Добронравин и Н. В. Степенко принимали участие в XIV Пленуме КОСПАР (Сиэтл, США).

Сотрудники обсерватории участвовали в работе совещания, созванного Советом «Интеркосмоса», совещания по оптическим и радиоастрономическим наблюдениям солнечной короны в Самарканде, семинара по космическим лучам в Ленинграде, совещания по переменным звездам в Одессе, пленуме Комиссии по кометам и метеорам в Киеве, совещания рабочей группы «Строение и кинематика Галактики» в Ростове-на-Дону, а также других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В 1971 г. в Крымскую астрофизическую обсерваторию АН СССР приезжали ученые из зарубежных стран для обсуждения и проведения совместных работ, получения материала наблюдений. В обсерватории в 1971 г. были: Зелковский (ПНР); Кльвания (ЧССР); Бекерс, Бурк, Коуэн, Хишпен, Папа, Кларк, Келлерман, Бродерик, Моран, Ноуэлс, О'Дэлл, Цвикки (США); Файкс (ФРГ).

На заседаниях Ученого Совета Крымской астрофизической обсерватории АН СССР зарубежными учеными были сделаны доклады:

Дж. Бекерс. Об исследованиях, ведущихся в обсерватории Сакраменто Пик.

Р. О. Дэлл. Йеркская обсерватория — история развития.

Б. Бурк. Исследования межзвездных мазеров с интерферометрами со сверхдлинной базой.

М. Коуэн. Радиоинтерферометрические исследования расширения квазаров.

Д. С. Хишпен. Некоторые радиоастрономические исследования обсерватории Грин Бэнк.

Ф. Цвикки. Компактные галактики.

В заграничные командировки также выезжали:

В июне Н. М. Шаховской находился в ЧССР для обсуждения совместных наблюдений нестационарных звезд.

В течение двух недель В. К. Прокофьев находился во Франции для обсуждения совместных работ по космическим исследованиям.

Т. С. Галкина в течение трех недель находилась в ПНР для обсуждения работ по тесным двойным системам.

К. К. Чуваев 13 декабря выехал на три недели в ГДР для проведения совместных наблюдений внегалактических объектов.

В начале июня А. А. Боярчук, М. Е. Боярчук, А. Г. Жуков, А. А. Якомо выехали в экспедицию в Чили для проведения наблюдений по выбору места для создания обсерватории. Ю. И. Нешпор, выехавший в прошлом году в Чили, продолжал работать в экспедиции.

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев с 25 августа по 22 сентября находились в США в соответствии с планом проведения совместной работы по сверхдальней интерферометрии компактных источников космического радиоизлучения.

А. Б. Северный выезжал в США на три недели для продолжения кооперативной работы с д-ром Вилкоксом по связи межпланетного и солнечного магнитных полей и ознакомления с современной техникой наземных и космических исследований в астрономии.

В 1971 г. были защищены диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (А. К. Панкратов, А. Н. Коваль, М. Б. Огирь, Н. С. Черных). Представлены к защите диссертации Л. С. Левицкого, Т. С. Белякиной, Э. А. Барановского, Э. И. Тереза.

В соответствии с планом выезда ученых АН СССР доктор физ.-матем. наук Р. Е. Гершберг выезжал для чтения лекций в Абастуманскую астрофизическую обсерваторию АН ГрузССР и доктор физ.-матем. наук Э. Е. Дубов выезжал для чтения лекций и оказания методической помощи на Дальневосточную станцию Службы Солнца ДВНЦ АН СССР.

В 1971 г. вышел из печати 43-й том «Известий КАО АН СССР». Статьи, помещенные в этом томе, содержат результаты исследований, выполненных в обсерватории.

В мае сдан в печать 47-й том «Известий КАО АН СССР», а в декабре — 48-й том.

Звезды типа ВУ Dra. Чугайнов П. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 2.

Особенности переменных звезд типа ВУ Dra рассматриваются на основе предположения, что изменения их блеска вызываются наличием пятна на поверхности вращающейся звезды. Увеличение среднего блеска ВУ Dra и уменьшение ее показателя цвета ($B - V$), наблюдавшееся с 1965—1966 гг. по 1970 г., интерпретировано как результат либо уменьшения общей площади пятна, либо увеличения его эффективной температуры. Найдено также, что период ВУ Dra переменный, причем это изменение происходит в фазе с колебанием ее среднего блеска. Выказано предположение о существовании 8—9-летнего цикла изменений периода, среднего блеска и показателя цвета ВУ Dra. Приведены также результаты фотоэлектрических наблюдений EV Lac, FF And и Gliese 616. 2, 781, 809, 815, 829, 875.1, 880. Период изменений блеска FF And в 1971 г. был такой же, что и в 1966—1967 гг. Для Gliese 875.1 по наблюдениям 1971 г. найден период 2,549 дня. Зарегистрирована вспышечная активность ВУ Dra, Gliese 781, 815 и 875.1. Наблюдения остальных звезд не показывают изменений блеска, превышающих $0^m,01 - 0^m,02$.

Табл. 10, илл. 13, библи. 16 назв.

Изучение атмосферы EE Peg. Рачковская Т. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 23.

Излагаются результаты изучения спектра главной компоненты затменно-переменной системы EE Peg. Спектрограммы были получены с дисперсией 15 и 36 Å/мм на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории в интервале длин волн $\lambda\lambda 3700 - 4600$ Å.

Проведен анализ атмосферы EE Peg, методом кривой роста. В результате определены следующие параметры звезды:

- 1) турбулентная скорость $v_t = 4,2$ км/сек;
- 2) температура возбуждения $T_B = 7300^\circ$ по линиям Fe I и Ti II;
- 3) электронное давление $\lg P_e$ (Fe) = 1,65;
- 4) обилие элементов Fe, Ca и Ti.

Окончательные результаты исследования атмосферы EE Peg:

1. Главная компонента EE Peg является звездой главной последовательности и обладает синхронностью осевого и орбитального вращений ($v \sin i = 37 \pm 4$ км/сек; $\tau_{\text{синхр}} = 38$ км/сек.)

2. Электронное давление $\lg P_e$ (Fe) = 1,65 ($\lg P_e$ (H) = 2,00) и турбулентная скорость $v_t = 4,2$ км/сек, полученные по кривой роста, находятся в пределах этих величин для звезд главной последовательности.

3. Сравнение содержания элементов Ca и Ti в атмосфере EE Peg с их содержанием на Солнце не показывает существенных различий, тогда как железа, по-видимому, несколько меньше.

Табл. 5, илл. 2, библи. 13 назв.

Спектры вспышек AD Leo 18.II 1971 года. Кулапова А. Н., Шаховская Н. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 31.

Во время вспышки AD Leo 18.II 1971 г. получены четыре спектрограммы с дисперсией 150 Å/мм. Спектрофотометрические измерения показали, что истинная ширина эмиссионной линии H_α на уровне половины интенсивности вблизи максимума блеска достигает 15 Å. Такая широкая эмиссионная линия во вспышках звезд типа UV Cet отмечается впервые. Ширина эмиссионных линий возвращается в нормальное состояние медленнее, чем блеск звезды.

Контуры эмиссионных линий имеют следующие особенности: 1) вблизи максимума блеска красное крыло линии H_α более пологое, чем синее; 2) в стадии затухания блеска вершины контуров плоские, в центре водородных линий H_β , H_γ , H_δ заметно небольшое понижение интенсивности.

Табл. 1, илл. 4, библи. 9 назв.

Исследование ядра галактики NGC 4303. Назарова Л. С., Щербakov А. Г. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 37.

По результатам фотоэлектрической и фотографической многоцветной фотометрии в диапазоне длин волн 3340—7400 Å построены непрерывные спектры ядра и различных участков спиральной галактики NGC 4303. Получен также спектр ядра галактики в диапазоне 4000—7000 Å с дисперсией 330 Å/мм. Все наблюдения получены на 2,6-м телескопе Крымской обсерватории.

Показано, что распределения энергии в спектрах ядра и внешних областей NGC 4303 отличаются мало. Непрерывный спектр ядра галактики имеет скачок в области 3600—4000 Å. Сделана попытка объяснить наличие скачка в спектре и его величину (отношение потока в $\lambda = 4000$ Å к потоку в $\lambda = 3600$ Å составляет $4,4 \pm 0,85$) присутствием звезд А — F и пыли в ядре галактики.

Спектр ядра эмиссионный. Его особенность состоит в том, что все наблюдаемые эмиссионные водородные линии имеют спутники в поглощении с длинноволновой стороны. Вычислен поток излучения за лаймановским пределом, необходимый для ионизации водорода в ядре галактики: $(F_{\text{H}}^0)_{912 \text{ Å}} \leq 1,6 \cdot 10^{-29}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{ев}$.

Непрерывный спектр ядра NGC 4303 в диапазоне частот $10^8 - 10^{16}$ гц сравнивается с таким же спектром ядра сейфертовской галактики NGC 1068. Сравнение указывает на подобие непрерывных спектров этих галактик.

Табл. 1, илл. 11, библи. 21 назв.

Расчет и интерпретация наблюдаемых спектров волокон Крабовидной туманности. Головатый В. В., Проник В. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 47.

Расчитана ионизация H, He, O, N, Ne и S в волокнах Крабовидной туманности и вычислены интенсивности основных эмиссионных линий. Расчеты проводились для воло-

кон оптически тонких и толстых в частотах лаймановского континуума. Показано, что наблюдаемый средний спектр волокон хорошо согласуется с рассчитанным для модели $\tau_{L_c} \gg 1$ при $\alpha = -0,55$, $n_e = 10^8 \text{ см}^{-3}$ и химическом составе, найденном Вольтером. Наблюдаемое различие в интенсивностях линий различных волокон можно объяснить разными значениями электронной температуры и ионизации в волокнах.

Табл. 4, илл. 4, библиограф. 14 назв.

УДК 523.841

Эффект отражения в эруптивных звездах. Кривые блеска и цвета вспышек звезд типа UV Cet. Гринин В. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 58.

Проводится количественный анализ двухкомпонентной модели вспышек, предложенной В. Кункелем для объяснения изменения цветовых характеристик вспышек звезд типа UV Cet. С этой целью в рамках линейной теории выполнен расчет нестационарного свечения серой атмосферы с лучистым переносом энергии, возмущаемой излучением вспышки, в предположении, что светимость вспышки изменяется по закону $L(t) \sim (1 + t/t_B)^{-2}$, где t_B — характерное время высвечивания вспышки. Построены теоретические кривые блеска суммарного излучения (вспышки и возмущенной атмосферы) в системе UVV и вычислено изменение его цвета $U-B$, $B-V$.

Сравнение теоретических и данных наблюдений показывает удовлетворительное согласие. Отмечено, что в ряде случаев наряду с действием фотосферного возмущения определенную роль в изменении цвета суммарного излучения может играть изменение цветовых характеристик собственного излучения вспышек, обусловленное различием темпов высвечивания их линейчатого и непрерывного спектров.

Показано, что для выполнения условия малости температурного возмущения атмосферы минимальная высота вспышек средней мощности ($L \sim 10^{32} \text{ эрг}$) над поверхностью звезды должна составлять $r_{\min} \approx 0,06 R_*$.

Табл. 4, илл. 8, библиограф. 20 назв.

УДК 523.74/75

Изменение хромосферной сетки со временем. Цап Т. Т., Лабан П. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 73.

Изучается изменение со временем хромосферной сетки по спектрогелиограммам в линии $K_{232} \text{ Ca II}$ за период с 1956 по 1969 г. Получено, что яркость хромосферной сетки как в центре диска Солнца, так и на полюсах меняется с циклом солнечной активности. Яркость узлов хромосферной сетки зависит от мощности солнечной активности.

В течение последних двух циклов солнечной активности наблюдалось небольшое преобладание яркости узлов на N-полюсе по сравнению с S-полюсом. В большинстве случаев яркость узлов хромосферной сетки в центре Солнца и на полюсах меняется синхронно.

Предполагается, что поведение хромосферной сетки обусловлено главным образом изменением магнитного поля.

Табл. 3, илл. 2, библиограф. 11 назв.

УДК 523.746

Инструментальная поляризация и измерения магнитного поля. Котов В. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, стр. 78.

Рассматривается влияние инструментальной поляризации на измерения магнитного поля с помощью Крымского вектор-магнитографа. При симметричном расположении спектральной линии относительно выходных щелей магнитографа ошибки измерения полного магнитного вектора незначительны. В схеме измерения H_L , где возникает ложное доплеровское смещение линии, фазовая поляризация телескопа искажает сигналы магнитографа, однако эти ошибки малы по сравнению с чистым эффектом расцентрирования положения линии, присущим этой схеме магнитографа.

Илл. 1, библиограф. 17 назв.

УДК 523.776/77

О квазипериодических флуктуациях интенсивности солнечных радиовсплесков на волне 3,15 см. Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 85.

Рассмотрены квазипериодические изменения интенсивности трех солнечных радиовсплесков: 27.X 1968 г., 20 и 26.VII 1970 г. Обнаруживаются флуктуации с периодом от 6 до 320 сек. Амплитуда флуктуаций изменяется от ± 7 до $\pm 50\%$ относительно среднего уровня. Рассмотрение проведено как для полной интенсивности, так и для поляризованной по кругу компоненты всплесков. Квазипериодические флуктуации проявляются более наглядно в поляризованном по кругу излучении. На долгопериодические изменения интенсивности накладываются флуктуации с относительно коротким периодом, которые возникают группами (цугами). В каждом отдельном цуге период флуктуаций уменьшается со временем. Получено, что в моменты пиков значение степени поляризации выше, чем между пиками. Делается предположение, что сантиметровые радиовсплески состоят из двух компонент: фоновой (общий уровень) и колебательной (флуктуации).

Табл. 2, илл. 6, библиограф. 14 назв.

УДК 523.76/77

Наблюдения солнечных активных областей на волнах 1,35; 1,76 и 8 мм. Ефанов В. А., Куликов Ю. Ю., Моисеев И. Г., Федосеев Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 93.

Приведены результаты наблюдений радиоизлучения солнечных активных областей на волнах 1,35; 1,76 и 8 мм на 22-м радиотелескопе КАО АН СССР. Угловое разрешение телескопа $1',2$ на волнах 1,35 и 1,76 мм (при неполном облучении рефлектора) и $1',6$ на волне 8 мм. Сопоставляются данные об излучении локальных источников на Солнце в диапазоне 1,2—17 мм. Сделано заключение, что на волнах 1,2—4 мм активные области излучают как тепловые оптически плотные источники.

Табл. 3, илл. 2, библиограф. 12 назв.

Известия Крымской астрофизической обсерватории

Том XLVIII

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор *Ю. И. Ефремов*
Художественный редактор *Н. Н. Власик*
Технический редактор *А. М. Сатарова*

Сдано в набор 30/V 1973 г. Подписано к печати 21/VIII 1973 г.
Т-09812. Формат 70×108^{1/16}. Усл. печ. л. 9,45. Уч.-изд. л. 9,0.
Тираж 1250. Тип. заказ 2440. Бумага № 2. Цена 90 коп.

Издательство «Наука»
103717 ГСП. Москва, К-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография издательства «Наука».
121099. Москва, Г-99, Шубинский пер., 10