АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXXII

Ответственный редактор
академик
А. Б. СЕВЕРНЫЙ

МОСКВА · «НАУКА» · 1985

УДК 523

Известия Крымской астрофизической обсерватории: Сб. статей.— М.: Наука, 1985, т. 72—248 с.

В сборник включены статьи, содержащие результаты исследований и разработок, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрены актуальные проблемы физики Солнца, звезд, галактик и других небесных тел. Приведены описания новых приборов и устройств для астрофизических наблюдений.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

И $\frac{1705000000-403}{042(02)-85}$ без объявления

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXXII, 1985 г.

УДК 524.337

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕКУЛЯРНОГО ОБЪЕКТА КУВАНО—ХОНДА (PU Vul). I

Т. С. Белякина, Н. И. Бондарь, Р. Е. Гершберг, Ю. С. Ефимов, В. И. Краснобабцев, П. П. Петров, В. Пиирола *, И. С. Саванов, К. К. Чуваев, Н. И. Шаховская, Н. М. Шаховской, В. И. Шенаврин **

Излагаются результаты фотометрических, спектрофотометрических, спектральных и поляризационных наблюдений пекулярного объекта Кувано — Хонда (PU Vul), выполненных в фазе выхода переменной из глубокого минимума 1980—1981 гг. и в течение последующего периода максимального блеска до конца 1982 г. Обнаружено изменение фотометрического поведения системы PU Vul в максимуме 1982 г. по сравнению с максимумом 1979 г.: квазипериодические колебания блеска стали мало заметны, а осенью 1982 г. имели место два непродолжительных ослабления блеска с необычными цветовыми характеристиками, после чего произошло небольшое поярчание и заметное «поголубение» системы. Спектрофотометрические наблюдения показали совпадение распределений энергии в оптической области в спектре нормального сверхгиганта α Per и в спектре PU Vul в фазе максимального блеска. Проведено отождествление спектральных деталей в широком диапазоне длин волн на спектрограммах, относящихся к фазе подъема блеска в марте — апреле 1981 г. и к периодам максимального блеска в 1979 и в 1981 г. Весной 1981 г. спектр PU Vul характеризовался многочисленными эмиссионными линиями различных элементов и абсорбционными полосами окиси титана, причем среди эмиссионных деталей обнаружено много линий ионов лантана, скандия, иттрия и неодима при сравнительной бедности линий железа; в периоды максимального блеска абсорбционный спектр PU Vul соответствовал спектру нормального сверхгиганта F. Поляриметрические наблюдения обнаружили существенные изменения параметров собственной поляризации PU Vul, тесно коррелирующие с изменением фотометрических характеристик системы: во время ослабления блеска в 1979 и в 1982 гг. появилась поляризация с «выпуклой» зависимостью степени поляризации от длины волны p_λ^*, тогда как после выхода PU Vul из глубокого минимума 1980—1981 гг. p_λ^* монотонно возрастала в область коротких длин волн; найдена особенно четкая корреляция угла плоскости поляризации θ_λ^* с колебаниями блеска системы во второй половине 1982 г.

Анализ наблюдений приводит к следующим заключениям. Вспыхнувший компонент системы PU Vul практически неотличим от нормального сверхгиганта класса F ни по светимости, ни по физическим условиям в атмосфере, ни по химическому составу атмосферы; малые колебания блеска, наблюдавшиеся в 1979 г., могут быть обусловлены квазипериодическими пульсациями протяженной атмосферы этого компонента. Эффективная температура холодного компонента системы PU Vul около 2400 К, такая температура соответствует гигантам M6,5. Глубокий минимум блеска 1980—1981 гг. не может быть обусловлен нормальным затмением в двойной системе и объясняется возникновением и последующей диссипацией мощного пылевого образования в системе PU Vul; в рамках модели нестационарной пылевой оболочки, возникшей вокруг вспыхнувшего горячего компонента системы, удается разумно объяснить эволюцию поляризационных свойств объекта Кувано — Хонда, малые значения показателей цвета $B - V$ и $U - B$ в минимуме блеска системы, измеренные величины скачков интенсивности у пределов молекулярных полос и поведение системы в близкой инфракрасной области в период глубокого минимума блеска.

* Обсерватория Хельсинкского университета (Финляндия).
** Южная станция ГАИШ

Проведенное исследование позволяет отнести объект Кувано — Хонда к аномально медленным новым типа RT Ser. Вкратце обсуждаются некоторые общие свойства таких объектов и ряд теоретических вопросов, возникающих в связи с изучением PU Vul и касающихся вспышек медленных новых.

THE STUDY OF THE KUWANO — HONDA'S PECULIAR OBJECT (PU Vul), by *T. S. Belyakina, N. I. Bondar, R. E. Gershberg, Yu. S. Efimov, V. I. Krasnobabtsev, P. P. Petrov, V. Piirola, I. S. Savanov, K. K. Chuvaev, N. I. Shakhovskaya, N. M. Shakhovskoj, V. I. Shenavrin* — Results of photometric, spectrophotometric, spectral and polarimetric observations of the Kuwano — Honda's peculiar object (PU Vul) that have been carried out during the phases of an ascent from the deep minimum in 1980—81 and of consequent brightness maximum till the end 1982 are given. The photometric behavior of PU Vul in the maximum 1982 is found to be different from that in the maximum 1979: in 1982 quasi-periodical brightness variations turned out less noticeable but in autumn two short-lived brightness decreases with unusual colour characteristics took place and then the brightness increase with a significant bluishing occurred. Spectrophotometric observations have shown a close similarity in energy distributions within optical range of spectra of the normal supergiant α Per and of PU Vul in brightness maximum. The identification of spectral features within a wide range of wavelengths is made for spectrograms obtained during the phase of brightness increase in 1981 March — April and during the brightness maxima in 1979 and 1981. In the spring 1981 the PU Vul spectrum contained numerous emission lines of different elements and TiO absorption bands, and amongst emission features we found many lines of La II, Sc II, Y II and Nd II but only a few Fe lines. In the brightness maximum periods the PU Vul absorption spectrum corresponded to a spectrum of a normal F supergiant. Polarimetric observations have shown essential variations of the intrinsic polarisation parameters which were found to be closely correlated with variations of photometric characteristics of PU Vul: during brightness decreasings in 1979 and 1982 a polarisation with a «concave» dependence of a polarisation degree on wavelengths (p_λ^*) appeared, while after the deep minimum of 1980—81 p_λ^* increased monotonicly to the short wavelength region. There was found especially certain correlation between the polarisation angle θ_λ^* and brightness variations in the second half of 1982.

The analysis of the observations leads to the following conclusions. The exploded component of the PU Vul system has no differences with a normal F supergiant in respect either absolute luminosity, or physical conditions in atmosphere, or its chemical abundance. Brightness variations of small amplitudes that had been observed in 1979, can be due to quasi-periodical pulsations of the extended atmosphere of the component. An effective temperature of the cool component in the PU Vul system is about 2400 K, such a temperature corresponds to M 6.5 giant. The deep minimum in 1980—81 cannot be due to an usual eclipse in a binary system, but is caused by formation and consequent dissipation of a heavy dust structure in the PU Vul system. In the framework of a non-stationary dust envelope model that was formed around exploded, hot component of the system, we success to find a reasonable explanation for the evolution of polarisation characteristics of the Kuwano — Honda's object, for small colour indexes $B - V$ and $U - B$ in the brightness minimum, for measured magnitudes of intensity jumps near molecular band heads and for the brightness of the system in near infrared region during the deep minimum.

The study carried out permits us to attribute the Kuwano — Honda's object to anomalous slow novae of the RT Ser type. Some general features of such objects and theoretical questions which are related to the PU Vul investigations and to flares of slow novae are shortly discussed.

Анализ наблюдений пекулярного объекта Кувано — Хонда (PU Vul) [1], проведенных в Крыму в 1979—1980 гг. [2, 3], позволил нам установить двойственность этого объекта и отождествить один из компонентов системы с нормальным М-гигантом, оценить расстояние и межзвездное поглощение до этой системы и отметить некоторые черты сходства PU Vul с новыми и симбиотическими звездами при наличии, однако, существенных отличий от типичных представителей таких эруптивных звезд [4]. В 1981—1982 гг. мы продолжили фотометрические, спектрофотометрические, спектральные и поляризационные наблюдения. В первой части настоящей работы мы даем подробное описание всех полученных нами новых наблюдательных данных, до-

полненных спектральными наблюдениями осенью 1979 г. в Чехословакии и поляриметрическими наблюдениями в Финляндии осенью 1979 г.; во второй части проводим анализ этих данных, который позволяет существенно уточнить представления о пекулярном объекте Кувано — Хонда; в третьей части мы обсуждаем предполагаемое положение этого объекта среди новых и новоподобных звезд.

1. Наблюдения пекулярного объекта Кувано — Хонда

На рис. 1 представлены кривые блеска и показателей цвета объекта Кувано — Хонда. Здесь различными значками отмечены моменты других наших наблюдений: вертикальные штрихи указывают даты получения спектрограмм; заштрихованные и светлые прямоугольники — периоды спектрофотометрических и инфракрасных наблюдений соответственно; стрелки, направленные вниз,— даты поляриметрических измерений. Этот рисунок дает наглядное представление об общем объеме и полноте полученных данных и о распределении наблюдений по разным фазам видимого блеска PU Vul.

1.1. Широкополосная фотометрия

Измерения блеска PU Vul в системе *UBV* выполнялись на 64-см менисковом телескопе КАО [2] и на 125-см рефлекторе Южной станции ГАИШ. При наблюдениях на 125-см телескопе в качестве приемника излучения был использован фотоумножитель ФЭУ-79, что позволило измерять блеск переменной и в полосе *R*; звездой сравнения здесь была BS 7746 = HD 192836 [5]. Далее, для 21 ночи были получены оценки блеска PU Vul в *UBVRI*-системе из наблюдений, выполненных на пятиканальном фотометре-поляриметре Хельсинкской обсерватории, установленном на 125-см рефлекторе АЗТ-11 КАО. В ночи, пригодные для фотометрических наблюдений, последовательно с переменной наблюдалась звезда сравнения BD + 21°4165, для которой в ночь с устойчивой прозрачностью привязкой к фотометрическим стандартам [6, 7] были найдены следующие значения: $V = 9^m.24$, $B - V = 0^m.53$, $U - B = 0^m.06$, $V - R = 0^m.48$ и $V - I = 0^m.82$. Указанные *UBV*-величины близки к значениям, приведенным в [8], но несколько отличаются от опубликованных в [2, 9]. Особенно это касается показателя цвета $U - B$, где расхождения достигают $0^m.1$; причиной тому, возможно, является несовпадение формы полос пропускания используемых инструментальных цветовых систем либо предполагаемая переменность звезды BD +21°4165 [10, 11].

Полученные нами оценки блеска PU Vul в полосе *V* и показатели цвета $B - V$, $U - B$, $V - R$ и $V - I$ представлены в табл. 1, а величины V, $B - V$, $U - B$, кроме того, изображены на рис. 1 темными кружками. Построение полной кривой блеска PU Vul с 1977 г., которая приведена на этом рисунке, описано в [2].

В 1981 г. переменная PU Vul выходила из глубокого и продолжительного минимума. Наша фотометрия охватывает лишь верхнюю часть восходящей ветви. Как видно на рис. 1, к сентябрю 1981 г. (J. D. 2444850) подъем блеска закончился и до сентября 1982 г. (J. D. 2445220) излучение переменной испытывало лишь небольшие колебания в пределах $0^m.2$, оставаясь в среднем постоянным. В полосе *V* этот средний уровень был на $0^m.3$ выше по сравнению с максимумом 1979 г., а показатели цвета звезды $B - V$ и $U - B$ несколько возросли. Аналогичные данные приведены в [12, 13].

В июле — августе и в сентябре 1982 г. на кривой блеска PU Vul появлялись два узких минимума глубиной $\Delta V = 0^m.15$ и $0^m.30$. В обоих случаях показатель цвета $B - V$ не изменялся, а $U - B$ уменьшался. После выхода из второго минимума блеск переменной продолжал непрерывно возрастать и к середине ноября (J. D. 2445281) достиг $V = 8^m.35$, превысив на $0^m.1$ уровень яркости в сентябре 1982 г., при этом значительно увеличилось излучение в синей и ультрафиолетовой полосах ($\Delta B \sim 0^m.7$; $\Delta U \sim 0^m.8$; см. рис. 19) и величины $B - V$ и $U - B$ заметно уменьшились, т. е. система PU Vul «поголубела». Аналогичные результаты были описаны в [10, 11].

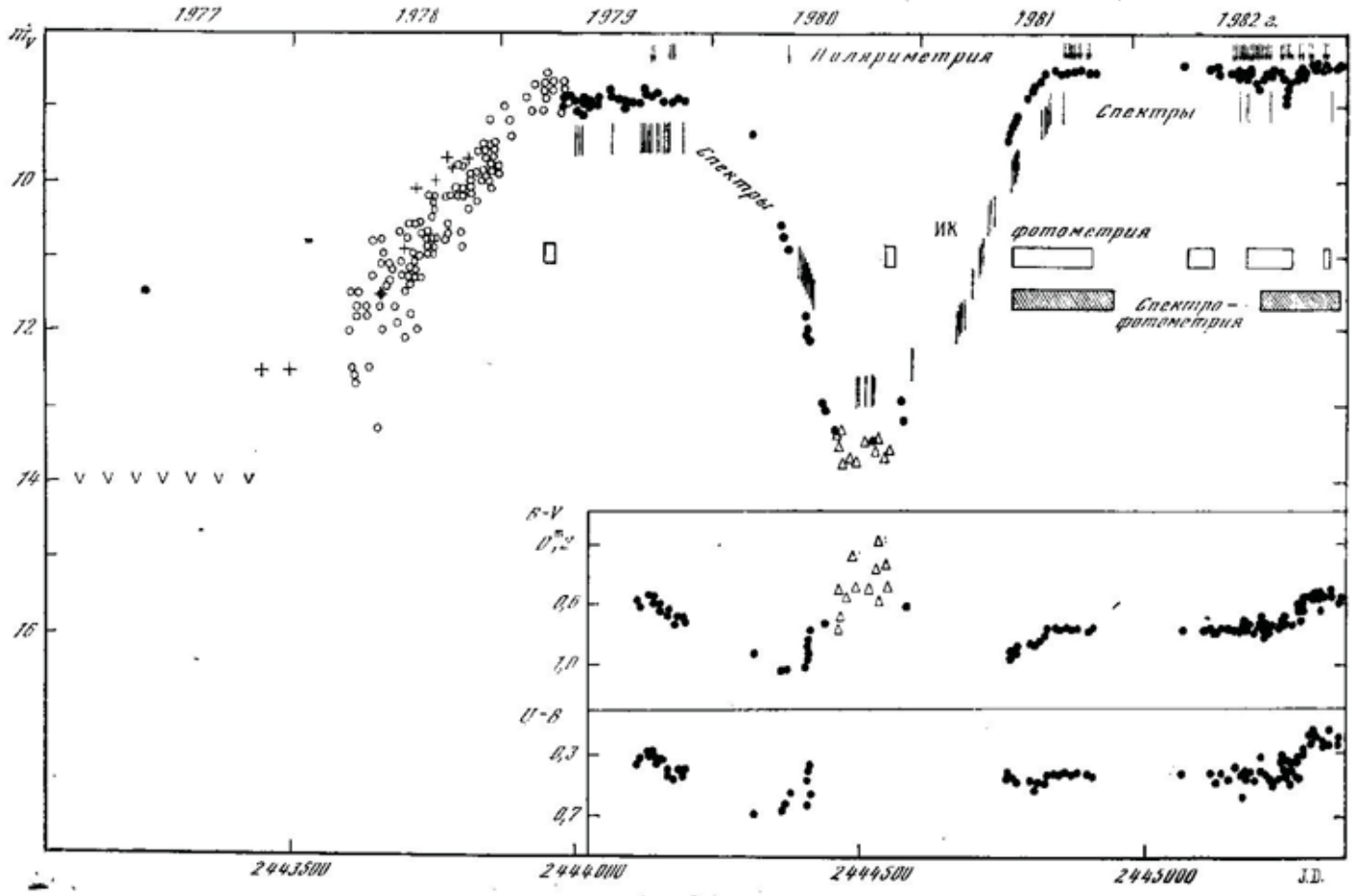


Рис. 1. Кривые блеска и показателей цвета и распределение спектральных, спектрофотометрических, поляриметрических и инфракрасных наблюдений по различным фазам блеска PU Vul

Таблица 1

UBVRI-фотометрия 1981—1982 гг.

J.D.	V	B−V	U−B	V−R	V−I	J.D.	V	B−V	U−B	V−R	V−I
1	2	3	4	5	6	1	2	3	4	5	6
	m	m	m				m	m	m	m	m
2444751,46	9,44	0,92	0,44			2445185,38	8,74	0,70	0,33	0,58	1,20
752,46	9,42	0,96	0,47			188,37	8,65	0,72	0,41	0,57	1,10
757,46	9,33	0,92	0,46			190,42	8,58	0,73	0,43	0,57	1,15
762,44	9,21	0,93	0,47			191,34	8,57	0,77	0,42		
763,47	9,19	0,92	0,47			191,35	8,60	0,71	0,47	0,60	
765,47	9,10	0,89	0,49	m		191,39	8,60	0,74	0,45	0,55	1,08
767,49	9,06			0,80		196,31	8,54	0,75	0,49	0,57	
768,50	9,04			0,78		196,38	8,51	0,82	0,43		
789,42	8,86	0,87	0,49			196,42	8,54	0,74	0,45	0,58	1,16
799,45	8,74	0,87	0,54			202,48	8,59	0,73	0,46	0,59	1,17
800,48	8,73			0,72		204,36	8,53	0,79	0,48		
806,40	8,65	0,86	0,50			211,39	8,46	0,75	0,51		
806,50	8,66	0,81	0,56	0,69		215,31	8,56	0,71	0,52	0,57	
813,38	8,62	0,81	0,50			220,30	8,49	0,77	0,48		
819,38	8,59	0,78	0,45			228,35	8,60	0,74	0,41	0,62	1,19
824,44	8,57	0,71	0,48	0,63		230,34	8,87	0,73	0,33		
826,33	8,58	0,75	0,44	0,62		232,33	8,77	0,75	0,35		
828,34	8,58	0,74	0,48	0,67		233,30	8,75	0,71	0,40		
836,31	8,48	0,78	0,46			234,30	8,75	0,74	0,34	0,62	1,28
836,35	8,52	0,74	0,50	0,62		236,35	8,69	0,75	0,41	0,61	1,36
849,35	8,54	0,80	0,48			240,32	8,62	0,74	0,50	0,58	
855,25	8,52	0,79	0,44			249,40	8,61	0,71	0,44	0,59	1,24
870,26	8,48	0,76	0,44			250,33	8,56	0,66	0,35	0,56	1,11
873,22	8,45	0,76	0,42			257,25	8,54	0,61	0,32	0,54	1,15
877,22	8,45	0,76	0,43			257,27	8,48	0,64	0,35		
884,26	8,43	0,71	0,51	0,63		258,27	8,46	0,65	0,34		
898,18	8,51	0,81	0,48			265,25	8,52	0,59	0,30		
901,18	8,51	0,80	0,51			267,24	8,47	0,58	0,27		
901,22	8,53	0,78	0,47	0,63		270,28	8,47	0,56	0,22	0,51	1,09
2445062,59	8,42	0,78	0,44	0,58		273,20	8,47	0,56	0,19	0,51	1,08
105,46	8,44	0,78	0,44			281,19	8,35	0,57	0,18		
115,46	8,45	0,79	0,50			283,19	8,36	0,55	0,17		
117,42	8,48	0,77	0,44			284,19	8,36	0,57	0,16		
134,42	8,50	0,78	0,47			285,20	8,37	0,53	0,18		
147,36	8,56	0,78	0,40		m	293,18	8,47:	0,64:	0,18:		
150,44	8,44	0,77	0,44	0,63	1,25	297,19	8,40	0,55	0,22		
155,47	8,56	0,71	0,59	0,54	1,23	297,20			0,23		
162,46	8,54	0,73	0,45	0,58		299,18	8,41	0,57	0,23		
163,40	8,52	0,76	0,44			300,20	8,42	0,50	0,28	0,50	
164,40	8,53	0,77	0,43			300,25	8,47	0,56	0,21	0,51	1,06
164,43	8,57	0,73	0,45	0,60		301,19	8,43:	0,57:	0,24:		
171,46	8,48	0,76	0,43			301,20	8,49	0,51	0,26	0,50	
171,48	8,54	0,72	0,43	0,58	1,23	302,25	8,40	0,51	0,14	0,48	1,00
178,46	8,62	0,79	0,31	0,56		325,17	8,42	0,59	0,25		
178,49	8,59	0,72	0,39	0,58	1,18	326,17	8,43	0,58	0,20		

Напомним, что в 1979 г. переменность блеска PU Vul в полосе *V* казалась периодической: согласно [9] $P = 78^d,1$ и $\Delta V \sim 0^m,2$, а средний уровень блеска в полосах *B* и *V* непрерывно понижался. В максимуме 1981—1982 гг. периодичность в изменении блеска звезды незаметна. С другой стороны, в 1979 г. не было подобных отмеченным выше узких минимумов. Таким образом, фотометрические свойства PU Vul в максимуме 1981—1982 гг. изменились по сравнению с максимумом 1979 г.

Нами проводились поиски быстрой переменности PU Vul. В сентябре 1981 г. в ночь с хорошей и устойчивой прозрачностью (J. D. 2444855) в течение двух часов на 64-см телескопе получено 38 оценок блеска переменной в полосе *B*. Однако дисперсия этих величин не вышла за пределы точности наблюдений $\pm 0^m,01$. Аналогичный результат был получен нами в 1979 г. [2].

Последующие патрульные наблюдения PU Vul были выполнены 05—06.09 1982 г. (J. D. 2445218) на 125-см рефлекторе АЗТ-11 с помощью пятиканаль-

Таблица 2

***JHKLMN*-фотометрия 1980—82 гг.**

J.D.	J	H	K	J.D.	J	H	K
	m		m		m	m	m
2444528,33	7,86		6,50	2444870,24	6,61	5,87	5,68
529,20	7,73		6,32	884,26	6,57	5,92	5,66
530,26	7,71		6,51	901,22	6,57	5,93	5,64
531,22	7,72		6,36	2445062,59			5,77
532,21	7,63	m	6,26	097,50 *			
533,21	7,63	6,71	6,30	105,49 **			5,71
539,23	7,71	6,67	6,36	162,46	6,70	6,08	5,89
767,49	6,71	6,03	5,78	164,43	6,72	6,01	5,69
768,50	6,74		5,94	178,46	6,82	6,09	5,78
800,48	6,69		5,76	191,35	6,85	6,14	5,90
806,50	6,70	6,07	5,77	196,31	6,76	6,07	5,79
824,44	6,65	5,99	5,69	215,31	6,75	6,06	5,97
826,33	6,67	5,97	5,65	240,32	6,85	6,11	5,73
828,34	6,73	5,98	5,71	300,20	6,70		5,80
836,35	6,65	5,96	5,71	301,20	6,78	6,08	5,77

* $L = 5{,}4 \pm 0{,}3^m$; $M > 4{,}5^m$; $N > 4{,}0^m$. ** $L = 5{,}4 \pm 0{,}1^m$; $M > 4{,}5^m$; $N > 4{,}0^m$.

ного поляриметра, работающего в режиме фотометрии. Время интегрирования одного отсчета звезды составляло 10 с, таково же было время интегрирования для синхронного отсчета фона, интервал времени между началами двух последовательных отсчетов звезды составлял 24 с. Фотометрический патруль переменной чередовался с патрулем звезды сравнения BD +21°4165, каждый ряд измерений длился 13 мин и содержал 32 последовательных отсчета звезды. В интервале 19.12—21.36 UT получено шесть таких рядов для PU Vul и четыре для BD +21°4165. Анализ показал, что дисперсия отчетов внутри каждого ряда оценок блеска PU Vul и соседнего ряда оценок блеска звезды сравнения значимо не отличаются и не превосходят $0^m.01$ в полосах *UBV* и $0^m.005$ в полосах *R* и *I*.

Как видно на рис. 1, ИК-фотометрия PU Vul выполнена нами в период выхода переменной из глубокого минимума 1981 г. и во время максимума 1981—1982 гг. По сравнению с 1980 г. эти наблюдения в 1981—1982 гг. велись в более широком диапазоне длин волн: к *JHK*-фотометрии были добавлены измерения в полосах *LMN*. Наблюдения в двух последних полосах проводились с германиевым болометром. Звездой сравнения, как и прежде [2], была звезда BS 7635 = HD 189139. Однако в [2] для этой звезды была принята величина $H = 0^m.5$, вычисленная по нормальному показателю цвета $J - H$ для спектрального класса K5. Здесь использовано другое значение блеска звезды сравнения: $H = -0^m03$, полученное привязкой к Веге. Поэтому величины *H* переменной PU Vul в 1980 г. были переопределены, и в табл. 2 дана полная сводка крымских инфракрасных наблюдений PU Vul.

Из сравнения данных табл. 2 с полученными ранее данными [14] следует, что в период оптического минимума, когда блеск PU Vul в видимых лучах ослабел на несколько звездных величин, излучение системы в *JHK*-полосах тоже ослабело, но только на $0{,}7—0^m.4$. После выхода из этого минимума в течение устойчивого максимума 1981—1982 гг. ИК-излучение PU Vul, как и излучение этой системы в оптическом диапазоне, систематически на $0{,}1—0^m.4$ превосходило соответствующие уровни излучения в максимуме 1979 г. Следует отметить также, что в 1982 г. в полосе *K* были заметны довольно быстрые флуктуации с амплитудой до $0^m.2$.

1.2. Спектрофотометрия

Спектрофотометрические наблюдения объекта Кувано — Хонда проводились нами на двух инструментах: на спектрофотометре АСП-38 с высоким спектральным разрешением, установленном на 125-см рефлекторе АЗТ-11,

и на пятиканальном спектрофотометре с низким разрешением [15], установленном на 70-см рефлекторе АЗТ-8.

Наблюдения на АСП-38 были проведены в две ночи: 11.06 1982 г. (J. D. 2445132), когда переменная находилась в спокойном состоянии, наступившем после выхода из глубокого минимума, и 22.12 1982 г. (J. D. 2445326), вскоре после «поголубения» звезды, происшедшего в конце 1982 г.

Спектральное сканирование осуществлялось на АСП-38 с шагом 10 Å при ширине выходной щели также 10 Å. В качестве спектрофотометрических стандартов на этой же аппаратуре до или после PU Vul наблюдались 29 Vul (11.06 1982 г.) и θ Peg (22.12. 1982 г.). Распределение спектральной плотности излучения этих стандартов было взято из статьи [16] и предварительно исправлено в соответствии с новой калибровкой первичного стандарта [17]. При учете атмосферной экстинкции был взят средний коэффициент спектральной прозрачности атмосферы в КАО по данным [18].

На рис. 2 две нижние кривые представляют полученные таким образом наблюдаемые абсолютные плотности излучения F_λ. Ошибки полученных значений F_λ не превышают 3% в области λ3500—4100 Å, 2% — в области λ4100—6000 Å и 5% в более длинноволновой области. В верхней части рис. 2 жирной линией представлено распределение энергии в спектре PU Vul, соответствующее спокойному состоянию звезды (11.06 1982 г.) и исправленное за межзвездное поглощение $A_V = 1^m.2$; при учете межзвездного поглощения использована стандартная кривая Уитфорда [19]. Для сравнения здесь же тонкой линией приведено распределение энергии в спектре сверхгиганта F5 Ib α Per, полученное Бурнашевым [20] и исправленное за межзвездное поглощение $A_V = 0^m.24$. Следует отметить, что наблюдения α Per [20] были выполнены с более низким спектральным разрешением, поэтому сопоставлять две верхние кривые можно лишь в областях, свободных от сильных абсорбционных линий.

Рассмотрение рис. 2 приводит к заключению, что распределение энергии в спектре PU Vul в спокойном состоянии в середине 1982 г. практически не отличалось от соответствующего распределения в спектре нормального сверхгиганта F5 Ib.

Более многочисленные спектрофотометрические наблюдения PU Vul были выполнены на пятиканальном диффракционном спектрофотометре. Эти наблюдения были начаты 31.05. 1981 г., незадолго до полного выхода звезды из глубокого минимума блеска, и продолжались до конца 1982 г., в течение этого периода блеск PU Vul возрос от 9,3 до $8^m.5$ (см. рис. 1). Такой уровень блеска был недостаточен для получения на применяемой аппаратуре детального распределения энергии во всем спектральном диапазоне, поэтому мы вели наблюдения при двух фиксированных положениях подвижной каретки спектрометра. В таком режиме измерения велись в восьми полосах пропускания, семь из них выделялись выходными щелями спектрофотометра шириной 23,4 Å каждая и были центрированы на длины волн λ3549, 3860, 4723, 5310, 6186, 7120 и 8015 Å; восьмой полосой служил референтный канал: здесь регистрировалось излучение, отраженное в нулевом порядке дифракционной решетки и прошедшее через интерференционный фильтр с $\Delta\lambda = 50$ Å на уровне половины максимального пропускания и $\lambda_{max} = 5500$ Å. Указанные спектральные участки свободны от сильных линий в спектре PU Vul. Спектрофотометр работал в режиме счета фотонов со временем накопления 16 с. Для каждой оценки спектральной плотности излучения F_λ усреднялись 5—10 отсчетов по PU Vul, по звезде сравнения и фону неба. В качестве звезды сравнения использовались близлежащие звезды BD +21°4165 и BD +21°4167, которые в ночи с хорошей и устойчивой прозрачностью были привязаны на той же аппаратуре к спектрофотометрическому стандарту 29 Vul [16, 17]. Результаты этих наблюдений представлены в табл. 3, где даны логарифмы внеатмосферной спектральной плотности излучения в соответствующих спектральных полосах в абсолютных единицах. Максимальная ошибка при определении F_λ достигает 3% в полосе λ5500 Å, 5% в полосах λ4723, 5310 и 6186 Å, 10% в полосах λ3549 Å и λ3860 Å, 15% в полосе λ7120 Å и и 20% в полосе λ8015 Å.

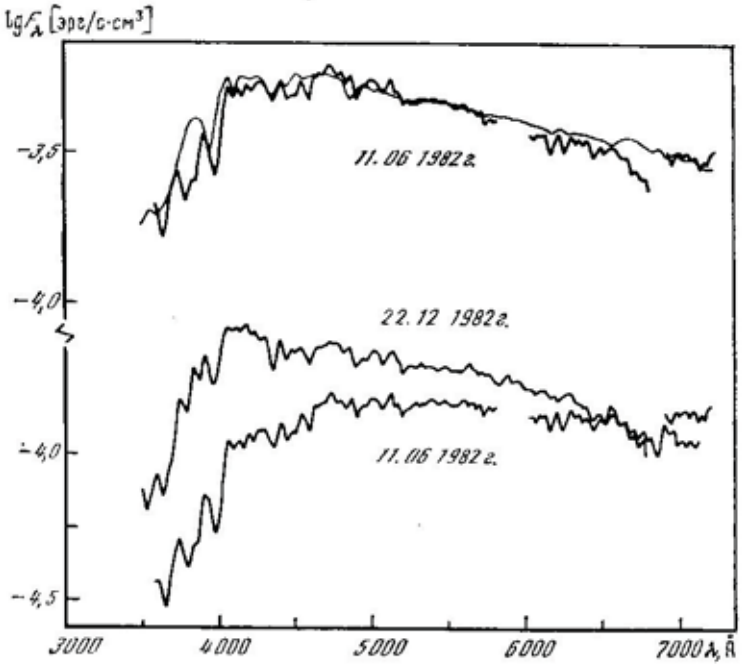


Рис. 2. Распределение энергии в спектре PU Vul и сравнение с нормальным сверхгигантом α Per

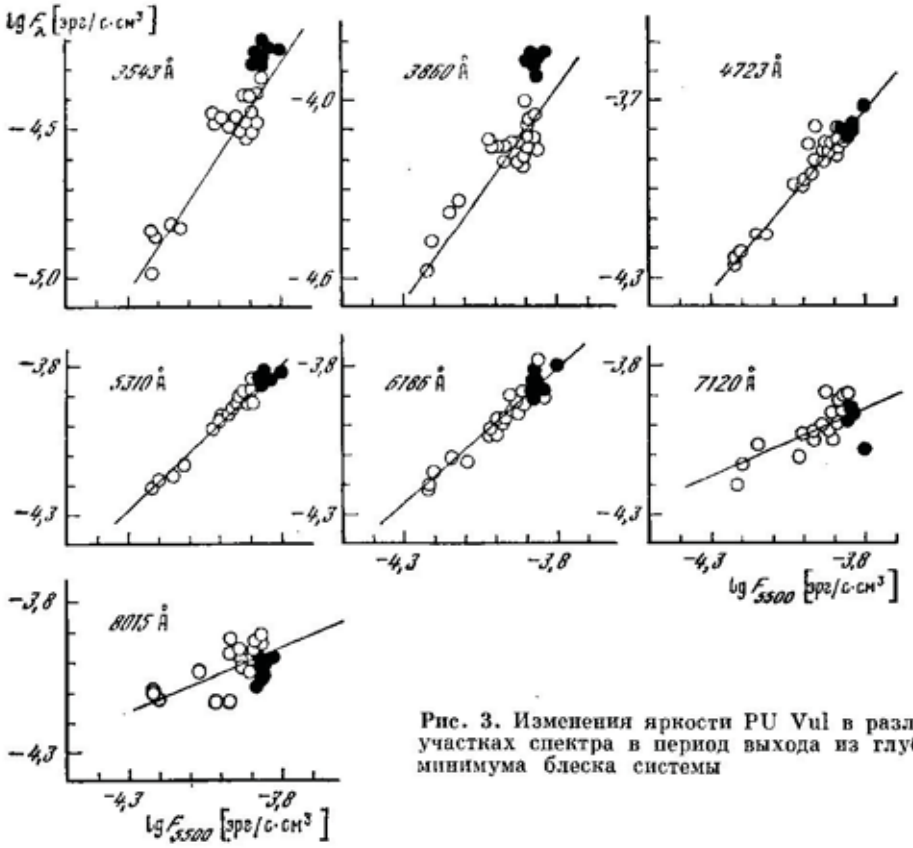


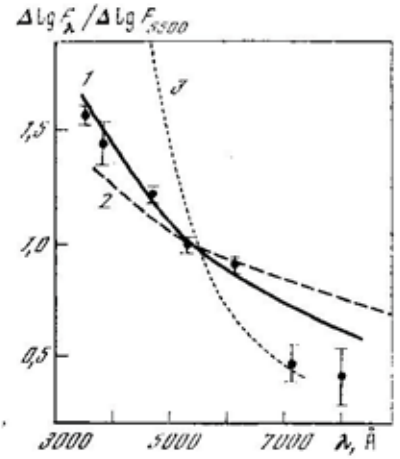
Рис. 3. Изменения яркости PU Vul в различных участках спектра в период выхода из глубокого минимума блеска системы

Таблица 3

Спектральные плотности излучения

Дата	J.D.	lg F_λ [эрг/с·см²·см]							
		3549 Å	3860 Å	4723 Å	5310 Å	5500 Å	6186 Å	7120 Å	8015 Å
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
31.05 1981 г.	2444756,43	—4,99	—4,58	—4,26	—4,21	—4,22	—4,20	—4,20	—4,10
04.06	760,40	—4,84		—4,24		—4,22	—4,21		—4,09
06.06	462,30	—4,86	—4,48	—4,22	—4,18	—4,20	—4,16	—4,13	—4,12
08.06	764,39	—4,82	—4,38	—4,16	—4,17	—4,15	—4,11	—4,06	
10.06	766,43	—4,83	—4,35	—4,16	—4,13	—4,12	—4,09		
07.08	824,22	—4,44	—4,22	—3,87	—3,90		—3,89	—4,01	—3,89
08.08	825,35	—4,50	—4,13	—3,90	—3,87		—3,92		—4,07
16.08	833,30	—4,51	—4,16	—3,88	—3,92	—3,89	—3,90	—3,99	—4,01
19.08	836,32	—4,48	—4,17	—3,85	—3,90	—3,89	—3,86	—3,88	—3,98
20.08	837,28	—4,48	—4,15	—3,88	—3,92	—3,90	—3,88	—4,05	—4,00
21.08	838,39	—4,52		—3,88		—3,90	—3,90		—4,02
31.08	2444848,39	—4,51		—3,91		—3,93	—3,93		—4,01
05.09	853,31	—4,46	—4,19	—3,87	—3,90	—3,90	—3,92		—4,01
18.09	866,27	—4,46	—4,12	—3,87	—3,89	—3,89	—3,91	—3,92	—4,02
19.09	867,36	—4,44		—3,86		—3,89	—3,88		—3,95
22.09	870,36	—4,48	—4,07	—3,84	—3,89	—3,89	—3,88	—3,93	—3,95
24.09	872,30	—4,38	—4,05	—3,84	—3,87	—3,87	—3,87	—3,90	—3,94
25.09	873,28	—4,39	—3,98	—3,85	—3,88	—3,89	—3,88	—3,94	—3,93
06.10	884,29	—4,48	—4,13	—3,84	—3,88	—3,87	—3,86	—3,91	—3,91
19.10	897,26	—4,47	—4,22	—3,88	—3,90	—3,91	—3,90	—3,96	—3,98
25.11	934,18	—4,39	—4,22	—3,85	—3,88	—3,92	—3,85	—4,02	—3,98
06.08 1982 г.	5188,32		—4,15	—3,90	—3,94	—3,96	—3,90	—4,02	—4,02
08.08	190,32		—4,15	—3,87	—3,89	—3,93	—3,96	—3,89	—4,04
16.08	198,30	—4,46	—4,16	—3,85	—3,90	—3,88	—3,86	—3,94	—4,01
22.08	204,30	—4,33	—4,17	—3,79	—3,86	—3,86	—3,78	—3,90	—4,00
19.09	232,36	—4,44	—4,13	—3,99	—4,01	—4,02	—4,02	—4,11	—4,13
20.09	233,30	—4,47	—4,16	—3,99	—3,98	—4,00	—4,03	—4,03	—4,07
21.09	234,28	—4,45	—4,16	—3,97	—3,96	—3,99	—3,97	—4,03	—4,13
24.09	237,31	—4,49	—4,16	—3,94	—3,96	—3,97	—3,97	—4,05	—3,97
27.09	240,36	—4,46	—4,14	—3,90	—3,92	—3,94	—3,95	—4,00	—3,96
15.10	258,26	—4,39	—4,01	—3,84	—3,89	—3,90	—3,92	—3,98	—4,03
16.10	259,24	—4,44	—4,21	—3,95	—3,94	—3,97	—3,98	—4,03	—3,92
09.11	283,20	—4,21	—3,88	—3,80	—3,85	—3,87	—3,90	—3,97	—4,02
11.11	285,19	—4,23	—3,84	—3,78	—3,84	—3,84	—3,89	—3,96	—3,99
19.11	293,18	—4,23		—3,72	—3,82	—3,80	—3,79	—4,08	
25.11	299,20	—4,26	—3,85	—3,82	—3,82	—3,86	—3,88	—3,97	—4,00
27.11	301,18	—4,26	—3,85	—3,81	—3,84	—3,86	—3,88	—3,96	—4,04
04.12	308,19	—4,25	—3,88	—3,81	—3,86	—3,87	—3,90	—3,96	—4,01
21.12	325,18	—4,24	—3,84	—3,80	—3,87	—3,88	—3,82	—3,96	—4,00
22.12	326,18	—4,28	—3,88	—3,82	—3,84	—3,88	—3,90	—3,90	—4,08
23.12	327,18	—4,30	—3,92	—3,83	—3,84	—3,86	—3,90	—3,94	—4,05

Для исследования характера изменений непрерывного спектра PU Vub для всех спектральных полос, выделяемых выходными щелями, были построены зависимости F_λ от F_{5500}; на рис. 3 эти зависимости представлены - логарифмическом масштабе. Светлыми кружками изображены данные, относящиеся к интервалу J. D. 2444756—2445259, который соответствует выходу звезды из минимума, и последующей за ним фазе спокойного состояния с малыми колебаниями блеска; темными кружками представлены наблюдения в интервале J. D. 2445283—2445327, когда после заметного «поголубения», отмеченного широкополосной фотометрией, звезда вышла на новый, несколько повышенный уровень блеска. Рис. 3 показывает существование четкой корреляции между lg F_λ и lg F_{5500} для всех рассмотренных участков длин волн. Однако разброс точек превышает возможные ошибки наблюдений, особенно в ультрафиолетовой и далекой красной областях. Сплошными линиями на рис. 3 показаны линии регрессии, вычисленные для данных, представленных светлыми кружками. Можно отметить, что на нескольких графиках



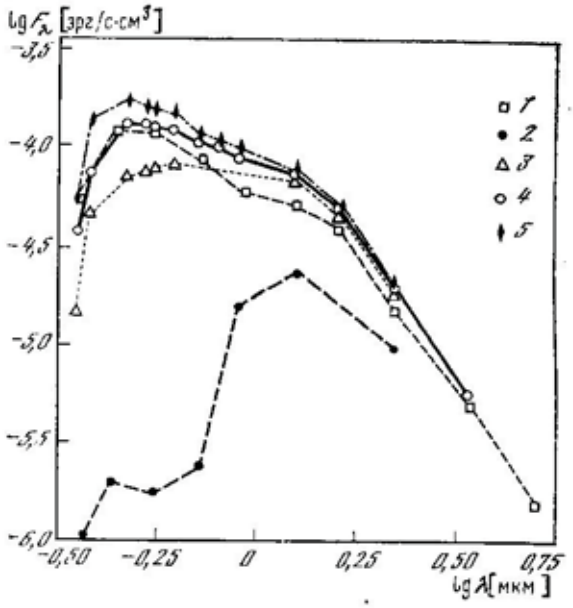


Рис. 4. Сравнение наблюдаемых отношений $\Delta \lg F_\lambda / \Delta \lg F_{5500}$ с ожидаемыми при межзвездном поглощении (*1* — в направлении Цефея, *2* — в направлении Лебедя) и рэлеевском ($\sim\lambda^{-4}$) рассеянии (*3*)

Рис. 5. Распределение энергии в спектре PU Vul в периоды различной яркости системы *1* — максимум 1979 г., *2* — минимум 1980 г., *3* — подъем 1981 г., *4* — максимум 1981—1982 гг., *5* — «поголубевшая» система в конце 1982 г.

темные кружки систематически отклоняются от этих прямых. Это обстоятельство наводит на мысль, что за «поголубение» звезды в конце 1982 г. ответствен физический механизм, отличный от действовавшего при поярчании звезды на фазе ее выхода из глубокого минимума.

На рис. 4 представлена зависимость углового коэффициента найденных линий регрессий от длины волны, причем длины вертикальных отрезков соответствуют 64%-ному доверительному интервалу значений этих угловых коэффициентов. Для сравнения на рис. 4 представлены также кривые, соответствующие наблюдаемому закону межзвездного поглощения в направлении Цефея и в направлении Лебедя [21]. Рис. 4 показывает, что от ультрафиолетовой до желтой области спектра наблюдаемое изменение величин $\Delta \lg F_\lambda / \Delta \lg F_{5500}$ хорошо описывается законом межзвездного поглощения, но при $\lambda > 7000$ Å заметны отклонения от этого закона.

Совокупность наших спектрофотометрических и широкополосных фотометрических наблюдений позволяет проследить за изменениями спектрального состава излучения объекта Кувано — Хонда в широком диапазоне длин волн. С этой целью по данным наших табл. 1—3 и публикациям [14, 22, 23] построен рис. 5. На нем в двойном логарифмическом масштабе представлены измеренные спектральные плотности излучения PU Vul в диапазоне от 0,35 до 3,4 мкм для пяти характерных фаз кривой блеска, охваченных наблюдениями в ИК-диапазоне. Для перевода звездных величин широкополосной фотометрии в F_λ использовалась калибровка [24]. Для наглядности оценки F_λ, относящиеся к одной фазе, соединены прямыми линиями.

Значками *1* на рис. 5 представлены данные, полученные в апреле 1979 г. [14] и в феврале 1980 г. [22] и относящиеся к периоду, когда звезда находилась в устойчивом состоянии максимального блеска, предшествовавшем наступлению глубокого минимума. Значки *2* соответствуют глубокому минимуму, они основаны на UBVRI-фотометрии [23] в J. D. 2444517 и на *JK*-фотометрии в J. D.2444528. Значками *3* представлены данные, соответствующие концу восходящей ветви после глубокого минимума: J. D. 2444766—768,

Значки *4* — это усредненные данные за период J. D. 2444824—5240, они соответствуют длительной фазе устойчивого состояния максимального блеска с малыми колебаниями, наступившей после выхода звезды из глубокого минимума. Значки *5* соответствуют усредненным данным за период J. D.2445283—327, относящийся к фазе «поголубения» звезды в конце 1982 г.

Рис. 5 показывает, что существенные изменения яркости звезды происходили лишь в коротковолновой области, где они составляли около двух порядков величины, тогда как в инфракрасной области L (3,4 мкм) амплитуда изменений не превосходила 10—15%. Интересно отметить также, что поярчание звезды в конце 1982 г. вызвало ее «поголубение» в области λ0,34—0,47 мкм, но практически не отразилось на излучении в длинноволновом диапазоне $\lambda > 0{,}8$ мкм.

1.3. Спектральные наблюдения

Как видно на рис. 1, наши спектральные наблюдения PU Vul охватывают период быстрого подъема блеска звезды с марта по сентябрь 1981 г., когда ее яркость возросла от $V = 12^m.2$ до $8^m.6$, и последующий период максимального блеска 1981—1982 гг. Все эти наблюдения проводились в фокусе Нэсмита 2,6-м рефлектора им. акад. Г. А. Шайна.

В период пониженного блеска переменной наблюдения велись со спектрографом СПЭМ [25], где в качестве приемника излучения использовался трехкамерный ЭОП или электронографический преобразователь ЭПИ-1 [26]. Дифракционная решетка с 1200 штр./мм и камера $F/2{,}5$ давали дисперсию около 42 Å/мм в области H_β и около 36 Å/мм в области H_α; дифракционная решетка с 600 штр./мм давала дисперсию около 100 Å/мм. Разрешение на спектрограммах, полученных с ЭОП и с ЭПИ-1, составляет 2—3 и 1 Å соответственно. При наблюдениях с ЭОП спектры фотографировались на пленку 103a-G, которая проявлялась затем в проявителе Д-19 стандартным способом. При наблюдениях на ЭПИ-1 электронное изображение спектра экспонировалось на электронографическую эмульсию типа Р, изготовленную ГосНИИХимфотопроектом. Пленка проявлялась также в проявителе Д-19.

На последней стадии подъема блеска PU Vul от $9^m.2$ до $8^m.6$ ее спектры были получены на спектрографе СП-110; здесь дифракционная решетка с 1200 штр./мм и камеры $F/0{,}8$ и $F/1{,}5$ давали дисперсию 75 и 40 Å/мм соответственно.

В течение 1982 г., когда переменная находилась в состоянии устойчивого максимального блеска, было получено несколько спектрограмм с целью изучения возможной переменности профиля линии H_α.

Список всех полученных нами спектрограмм дан в табл. 4. Указания H_α, H_β, H и K Ca и D Na в третьей колонке означают, что на соответствующих спектрограммах обработке доступны лишь указанные линии.

Регистрограммы спектров, полученных на ЭПИ-1, были записаны на денситометре Joyce-Loeble CS III в Астросовете АН СССР. Поскольку в диапазоне плотностей от 0 до $1{,}2D$ плотность почернения электронографической эмульсии линейно зависит от интенсивности падающего излучения, то шкала плотностей на этих регистрограммах эквивалентна шкале интенсивностей. Спектрограммы, полученные с ЭОП на СПЭМ и сфотографированные на СП-110, были записаны в интенсивностях и в плотностях в КАО и частично в САО АН СССР на автоматическом микроденситометре АМД-1 [27].

1.3.1. Спектр PU Vul в состоянии пониженного блеска. Основная спектральная особенность PU Vul в фазе подъема блеска весной 1981 г.— это сочетание признаков холодной М-звезды и ярких эмиссионных линий. Отождествление таких спектров сопряжено с трудностями, которые возникают, когда неизвестен уровень непрерывного спектра: не всегда ясно, имеем ли мы дело с эмиссионными структурами, лежащими над уровнем непрерывного спектра, или с абсорбционными линиями и молекулярными полосами, прорезающими этот непрерывный спектр. Мы провели отождествление такого спектра следующим образом. Сперва на регистрограммах близких по време-

Таблица 4

Список полученных спектрограмм

Дата	J.D.	Спектральный диапазон, Å	Число спектрограмм	Дисперсия, (Å/мм)	Спектрограф
1	2	3	4	5	6
1981 г.					
1/2.03	2444665	H_α	1	36	СПЭМ + ЭПИ-1
7/8.03	2444671	5400—6600	1	100	СПЭМ + ЭОП
		4300—5700	1	100	»
8/9.03	2444672	4300—5900	1	100	»
		5500—7300	1	100	»
		5400—6600	1	100	»
15/16.03	2444679	5400—6000	1	40	»
		4800—5500	1	40	СПЭМ + ЭПИ-1
29/30.03	2444693	4400—5000	1	40	»
		5300—5900	1	40	СПЭМ + ЭОП
10/11.04	2444705	H и K Ca II	1	40	»
		3900—4700	1	40	»
		4400—5100	1	40	»
		4900—5600	1	40	»
		5300—6000	1	40	»
		5800—6500	1	40	»
		6200—6700	1	40	»
11/12.04	2444706	6800—7300	1	40	»
		3900—4400	1	40	»
		4300—5100	1	40	»
		4800—5500	1	40	»
		5300—6000	1	40	»
		5700—6400	1	40	»
12/13.04	2444707	6200—6800	1	40	»
		5700—6400	1	40	»
		5000—5800	1	40	»
		4400—5200	1	40	»
		4100—4600	1	40	»
		3800—4300	1	40	»
		6700—7200	1	40	»
24/25.04	2444719	4100—5100	1	40	»
		5100—6000	1	40	»
		5900—6800	1	40	СПЭМ + ЭПИ-1
26/27.04	2444721	5400—6300	1	36	»
4/5.05	2444729	3900—4350	1	40	»
		4100—4600	1	40	»
		6200—6900	1	40	СПЭМ + ЭОП
		6700—7200	1	40	»
1/2.06	2444757	H_α	1	40	»
		D Na	1	40	»
		H_α	2	40	»
2/3.06	2444758	6300—6900	2	40	»
		5700—6200	1	40	»
		5100—5800	1	40	»
		4600—5200	2	40	»
		4200—4700	1	40	»
		3900—4400	1	40	»
3/4.06	2444759	4600—5100	1	40	»
		4200—4500	1	40	»
		3800—4400	1	40	»
4/5.06	2444760	4600—5100	1	40	»
		5100—5800	1	40	»
		5700—6300	1	40	»
		6300—6700	1	40	»
6/7.06	2444762	5800—6600	1	40	»
8/9.06	2444764	H_α	1	75	СП-110
9/10.06	2444765	H_α	1	40	»
10/11.06	2444766	3800—4700	1	40	»
11/12.06	2444767	4800—5800	2	75	»
27/28.07	2444813	3800—4300	1	40	»
		4100—4900	2	40	СПЭМ + ЭОП
					»

Таблица 4 *(продолжение)*

Дата	J.D.	Спектральный диапазон, Å	Число спектрограмм	Дисперсия, Å/мм	Спектрограф
1	2	3	4	5	6
		4500—5200	1	40	СПЭМ + ЭОП
		D Na	1	40	»
		6200—6800	1	40	»
1/2.08	2444818	6200—6800	1	40	»
		5500—6000	1	40	»
		5100—5700	1	40	»
		4600—5300	1	40	»
4/5.08	2444821	H_α	3	40	СП-110
5/6.08	2444822	H_α	1	40	»
6/7.08	2444823	5800—6600	1	40	»
7/8.08	2444824	3800—4900	1	40	»
8/9.08	2444825	3800—4900	1	40	»
		4800—5800	2	40	»
9/10.08	2444826	4800—5800	1	40	»
		4500—5400	1	40	»
3/4.09	2444851	3800—4300	1	40	СПЭМ + ЭОП
		4600—5100	1	40	»
		5200—5700	2	40	»
		5500—6100	2	40	»
		6200—6800	2	40	»
1982 г. 29/30.06	2445150	H_α	1	40	СП-110
12/13.07	2445163	H_α	1	40	»
13/14.08	2445164	H_α	1	40	»
22/23.08	2445204	H_α	1	40	СПЭМ + ЭОП
9/10.12	2445316	H_α	1	40	СП-110

ни спектров мы выделили все уверенно повторяющиеся детали и определили наблюдаемые длины волн этих деталей. Далее, по статье Дэвис [28], где подробно рассмотрен спектр M2,5 II—III звезды β Peg, мы отождествили основные абсорбционные детали спектра PU Vul. Затем с помощью таблиц Ш. Мур [29] и списков эмиссионных линий в различных астрофизических объектах [30, 31] мы провели отождествление эмиссионного спектра PU Vul. Результаты такого отождествления представлены на рис. 6—9 и в табл. 5.

На рис. 6—9 для нескольких дат с 15.03 по 25.04 1981 г. представлены фрагменты записей в интенсивностях спектра PU Vul. Два наиболее полных фрагмента (рис. 7 и 9) составлены по ЭПИ-спектрограммам ввиду их большей фотометрической и позиционной точности; эти рисунки представляют почти весь оптический спектр PU Vul. Дополняющие их рис. 6 и 8 получены со спектров ЭОП: на рис. 6 дан небольшой участок зеленой области спектра 15/16.03 1981 г., когда эмиссионные детали были особенно сильны; на рис. 8 представлены два участка спектра, которые наблюдались только с ЭОП. Из рассмотрения рис. 6—9 следует, что в течение марта — апреля 1981 г. качественный состав спектра PU Vul сохранялся, но эмиссионные линии к концу апреля ослабели — это особенно хорошо заметно при сравнении области λ4955 Å на рис. 6, 7, 9 и по линиям D Na, которые в марте имели чисто эмиссионные профили (рис. 7), а в апреле обнаружили профили типа P Cyg (рис. 9).

Точками на рис. 6—9 отмечены те спектральные детали, длины волн которых были нами измерены, список таких деталей дан в табл. 5. В первом столбце этой таблицы звездочками отмечены менее точные измерения, выполненные по спектрам ЭОП. В трех следующих столбцах дано отождествление этих деталей — лабораторная длина волны, элемент и номер мультиплета. В пятом и шестом столбцах буквы «е» и «а» показывают, в эмиссии или в абсорбции обнаруживались соответствующие линии; «е?» обозначает, что отождествление детали как эмиссионной неуверенно. Прочерк в шестом столбце озна-

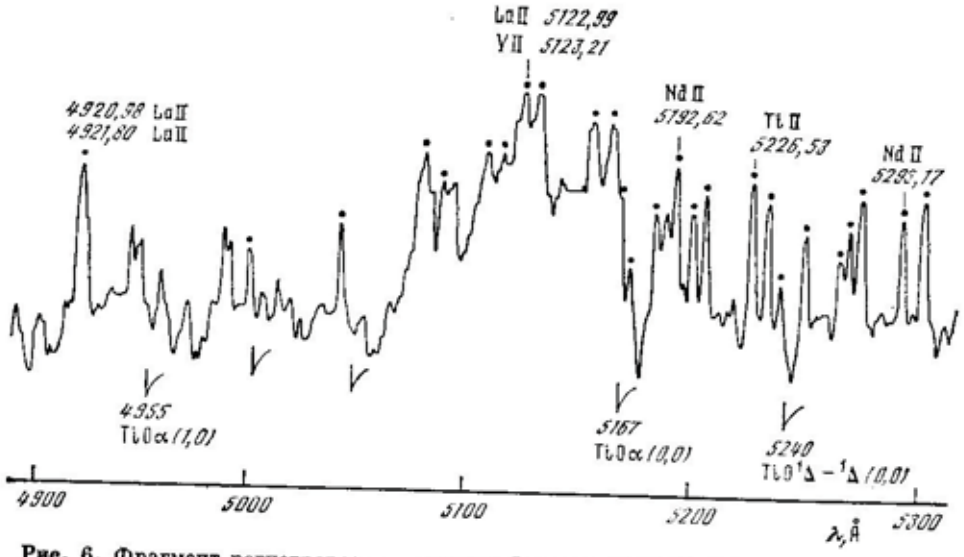


Рис. 6. Фрагмент регистрограммы спектра PU Vul 15/16.03 1981 г.

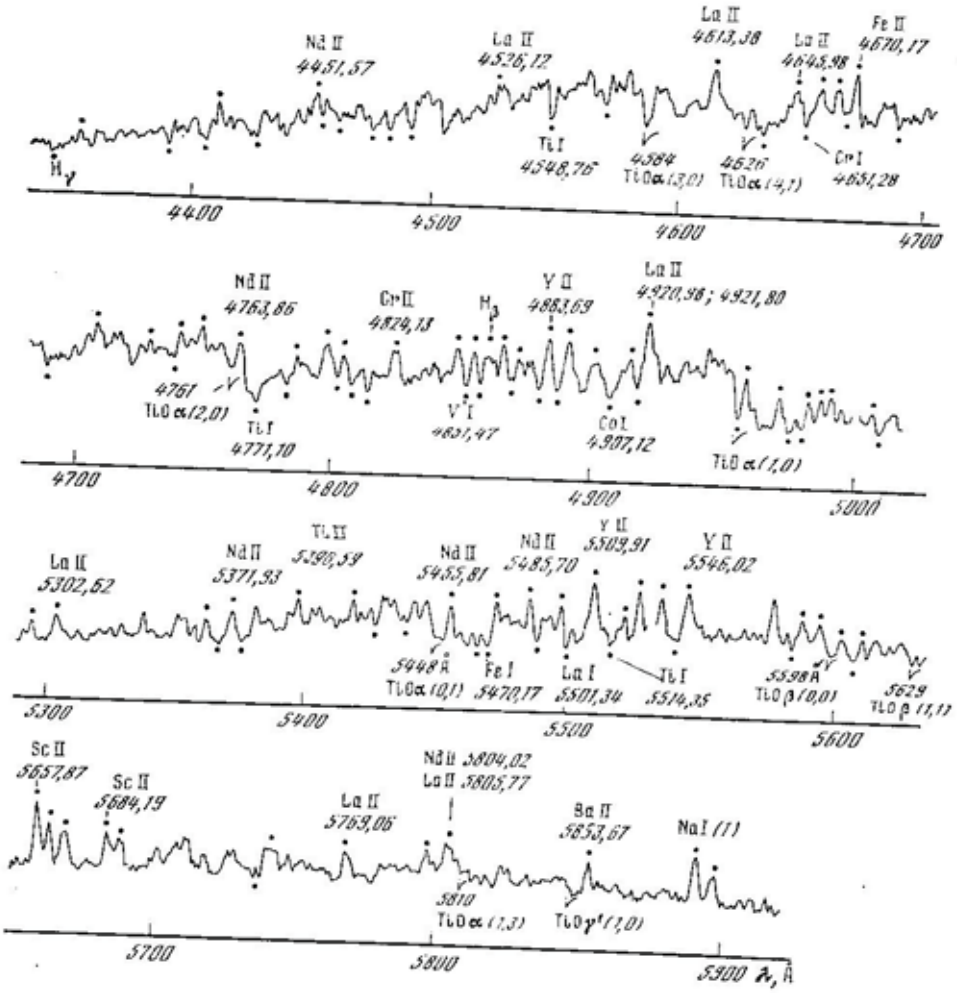


Рис. 7. То же, что на рис. 6, 29/30.03 1981 г.

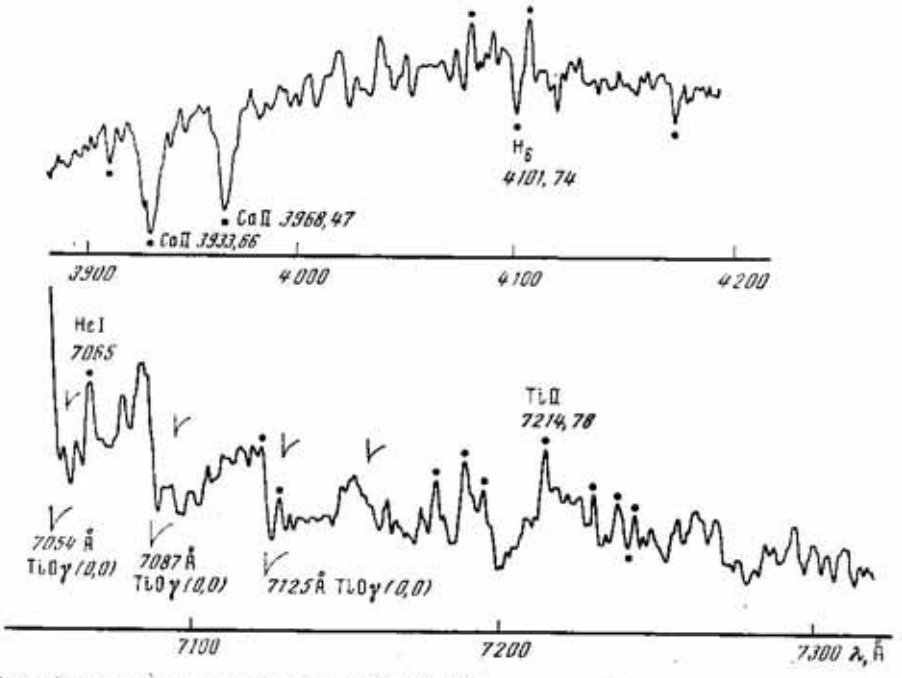


Рис. 8. То же, что на рис. 6, 12/13.04 1981 г.

чает, что деталь, обнаруженная на мартовском спектре, определенно отсутствовала на апрельских спектрах; прочерк в пятом столбце означает появление в апреле детали, которой определенно не было в марте.

Рис. 6—9 и табл. 5 показывают довольно необычный состав эмиссионного спектра: преобладание линий ионов Sc II, La II, Y II и Nd II при сравнительной бедности спектра железа. Однако на правильность нашего отождествления указывает тот факт, что для многих мультиплетов «экзотических» ионов наблюдаются практически все наиболее интенсивные линии.

Несмотря на эту «лантано-железную аномалию», можно получить самую предварительную оценку области формирования эмиссионного спектра PU Vul с помощью простого сопоставления числа эмиссионных линий различных элементов, наблюдаемых на рассматриваемых спектрограммах PU Vul и в других известных эмиссионных астрофизических объектах. Такое сопоставление представлено в табл. 6. Данные об эмиссионном спектре солнечной хромосферы в диапазоне длин волн от 4000 до 7300 Å взяты из [31]; данные об эмиссионных спектрах η Car и RR Tel (которые часто относят к аномально медленным новым), симбиотических звезд и звезд типа Т Тельца в диапазоне 3900—7300 Å взяты из [30]. В квадратных скобках в табл. 6 указаны числа запрещенных линий. Рассмотрение этой таблицы показывает, что степень возбуждения вещества в солнечной хромосфере заметно ниже, чем в эмиссионной области PU Vul. С другой стороны, эмиссионный спектр симбиотических звезд гораздо богаче запрещенными линиями, чем спектр PU Vul. Наконец, степень возбуждения эмиссионного спектра звезд типа Т Тельца и PU Vul сравнимы, но спектр звезд типа Т Тельца богаче запрещенными линиями. Из всех этих сопоставлений можно заключить, что эмиссионный спектр PU Vul возникает при температуре, близкой к хромосферной, при плотности ниже плотности солнечной хромосферы, заметно выше плотности газового компонента симбиотических звезд и несколько выше плотности, характерной для областей возникновения эмиссии у звезд типа Т Тельца. По-видимому, такие условия реализуются во внешних слоях атмосферы М-гиганта, нагретых вспыхнувшим компонентом системы PU Vul.

Рассмотрим теперь некоторые количественные характеристики спектра PU Vul весной 1981 г.

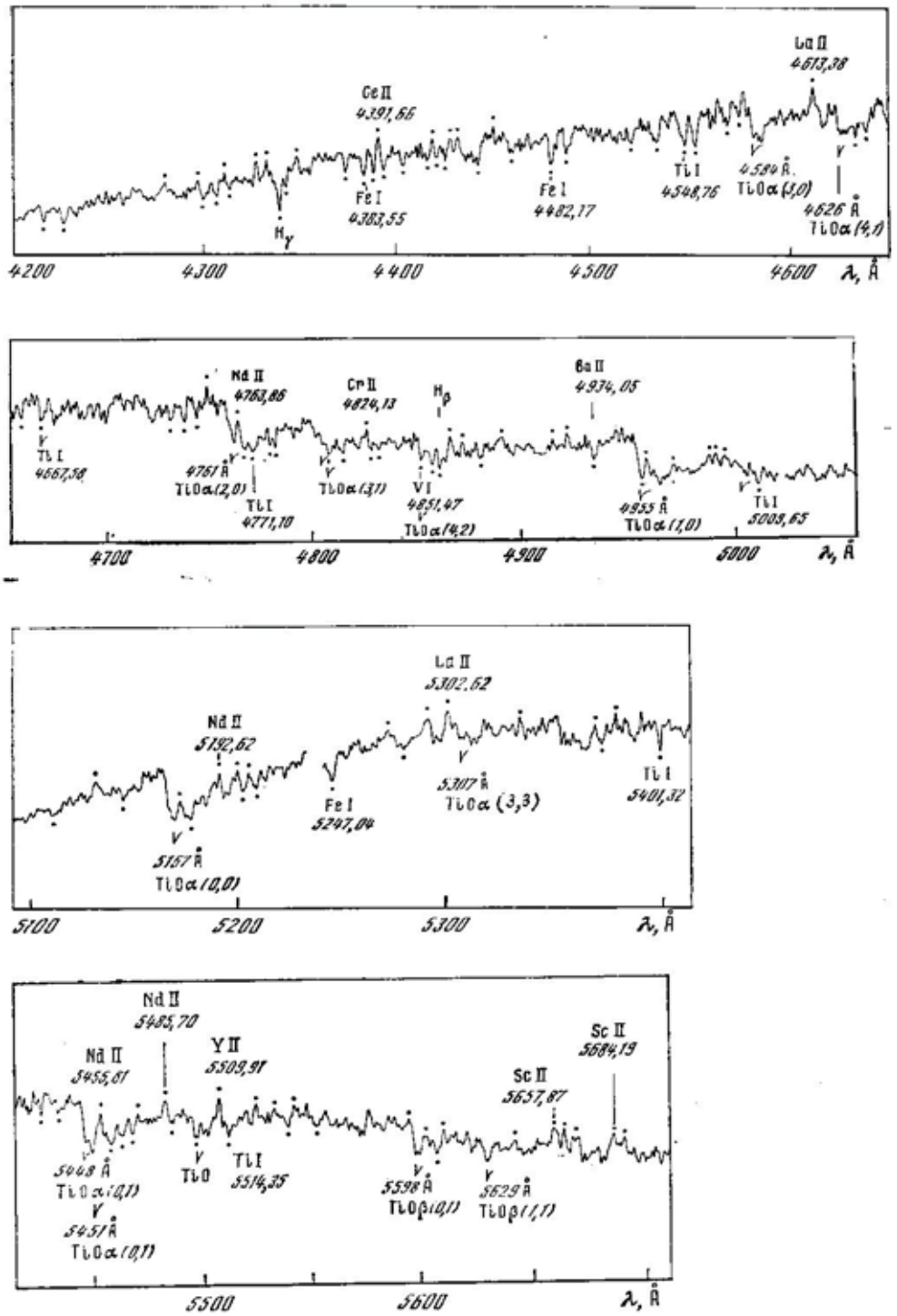


Рис. 9. То же, что на рис. 6, 24/25.04 1981 г.

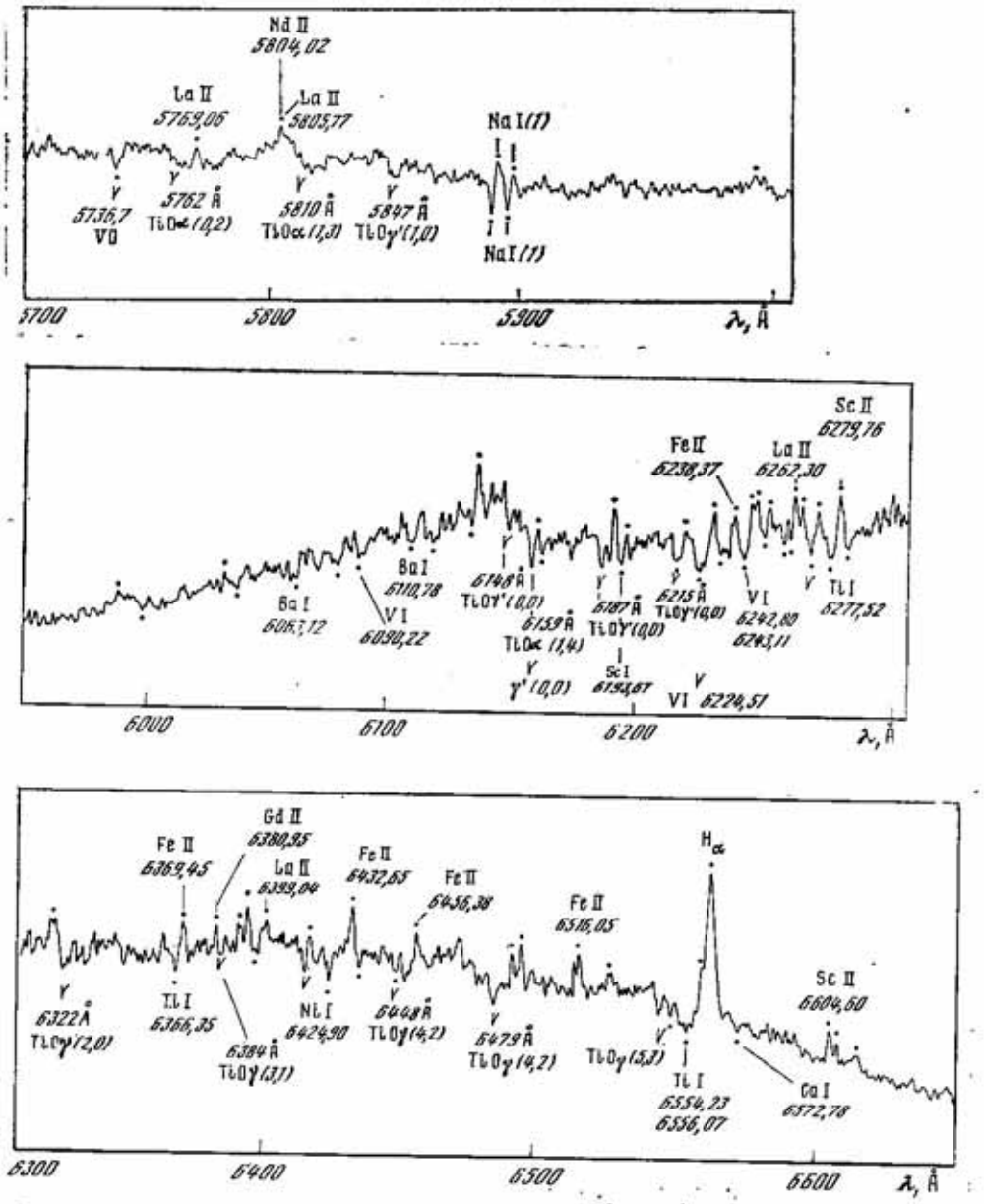


Рис. 9 (*продолжение*). 26/27.04 1981 г.

В табл. 7 приведены эквивалентные ширины небольшого числа сильных абсорбционных и эмиссионных линий. Как и в табл. 5, прочерки отмечают явное отсутствие в марте появившихся позднее спектральных линий. Отмеченные выше неопределенности проведения непрерывного спектра не позволили получить сколько-нибудь надежных оценок величин W_λ для подавляющего большинства линий, перечисленных в табл. 5.

В табл. 8 приведены скачки интенсивности непрерывного спектра у голов молекулярных полос TiO в спектре PU Vul в марте, апреле и мае 1981 г. Плюсы в этой таблице означают, что соответствующие полосы определенно видны, но измерить скачки интенсивности у их головы не удается из-за наложения эмиссий. Такая ситуация иллюстрируется рис. 10, где сопоставлены записи в пропусканиях «чистого» M-спектра звезды AD Leo в области скачка λ4955 Å и того же участка спектра PU Vul; штриховой линией показан вероятный профиль полосы TiO при отсутствии эмиссии. Наиболее заметен такой эффект на спектрах 15/16.03 1981 г.

Таблица 5

Отождествление спектра PU Vul в марте и апреле 1981 г.

$\lambda_{изм}$, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	Март 1981 г.	Апрель 1981 г.
1	2	3	4	5	6
3913,7 *		?			a
3932,9 *	3933,66	Ca II	1		a
3967,9 *	3968,47	Ca II	1		a
	4078,9	O II?	10		
4079,0 *	4079,42	Mn I	5		e
	4080,0	[Fe II]?	24		
4101,2 *	4101,74	H_δ	1		a
4106,5 *	4106,0	O II?	10		
	4106,6	Nd II	57		e
	4107,1	O II?	47		
4172,5 *		?			a
4215,3	4215,22	Sr II	1		a
4226,6	4226,73	Ca I	2		a
4279,9		?			e?
4297,3		?			e?
4299,9	4298,98	Cr I	96		
	99,63	Ca I	5		a
	99,72	Ti I	43		
4306,8	4306—08	Ti I	43, 44		
		Ca I	5		a
		V I	5		
		Fe I	42		e?
4311,2		?			a
4313,8	4314,74	Ti I	43		e?
4327,7		?			e?
4333,3		?		a	a
4340,1	4340,47	H_γ		a	a
4343,6	4344,51	Cr I	22	e?	e?
4349,2		?		—	a
4374,4	4375,93	Fe I	2	—	a
4384,1	4383,55	Fe I	41	a	a
4389,3	4389,24	Fe I	2	—	e
4391,8	4391,66	Ce II	81	—	a
4394,4	4394,85	Ti I	78		
4404,3	4404—05	Ti I	78, 218	a	a
		Fe I	2, 14		
		V I	23		
4410,7	4411,08	Ti II	115	e	—
4417,0	4417,27	Ti I	161	—	a
4419,5		?		—	e?
4422,1	4422,82	Ti I	78	a	a
4426,3	4427,31	Fe I	2	a	a
4428,8		?		—	e?
4433,0		?		—	e?
4443,5	4444,21	V I	21	—	a
4451,5	4451,57	Nd II	6, 50	e	e?
4460,7	4460,29	V I	21	a	a
	61,65	Fe I	2		
4474,8	4474,71	V I	101	a	—
	74,85	Ti I	113, 184		

Таблица 5 *(продолжение)*

$\lambda_{изм}$, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	Март 1981 г.	Апрель 1981 г.
1	2	3	4	5	6
4481,5	4482,17	Fe I	2	a	a
4489,2	4489,74	Fe I	2	a	a
4521,9	4522,00	Cr I	173	—	a
4526,1	4526,12	La II	50	e	—
4534,7	4533,36	Ti I	42	—	a
4547,8	4548,76	Ti I	42	a	a
4553,8	4552,45	Ti I	42	—	a
	54,03	Ba II	1		
4570,3	4571,10	Mg I	1	a	a
4575,9	4575,52	Zr I	5	—	a
4613,5	4613,38	La II	50	e	e
4618,9	4618,80	V I	39	—	a
	18,76	Fe I	409		
	19,24	Fe I	821		
4634,1	4633,99	Zr I	5	a	a
4640,1	4639,94	Ti I	145	—	a
4646,2	4645,98	La II	8	e	e?
4650,7	4651,28	Cr I	21	a	a
4656,7	4656,47	Ti I	6	—	a
4663,4	4662,51	La II	8	e	—
	63,70	Fe II	44		
	63,76	La II	82		
4667,0	4667,58	Ti I	6	a	a
4670,1	4670,17	Fe II	25	e	e?
4707,2		?		e	—
4731,0	4731,17	Ti I	202	—	a
4737,5	4737,63	Fe I	590	a	a
	37,64	Sc I	14		
	37,77	Co I	57		
4740,5		?		e?	—
4743,8	4744,64	Fe I	17	—	a
4748,9		?		e?	e?
4763,7	4763,86	Nd II	6	e	e
4766,4	4765,48	Fe I	40	a	a
	65,86	Mn I	21		
	66,43	Mn I	21		
4771,1	4771,10	Ti I	41	a	a
4779,1	4779,35	Sc I	5	—	a
4782,0	4781,72	Ti I	41	a	a
4786,1		?		e?	—
4798,1		?		e?	—
4802,2	4801,93	Ti I	40	a	—
4804,5		?		e?	
4807,4	4806,75	Ti I	40	a	a
4814,1		?		a	a
4824,1	4824,13	Cr II	30	e	e
	25,71	Fe II	30		
4827,8	4827,46	V I	3	—	a
4831,3	4831,64	V I	3	—	a
4848,9	4848,24	Cr II	30	e	—
4852,1	4851,47	V I	3	a	a
4854,8	4854,87	Y II	22	e	—

Таблица 5 *(продолжение)*

$\lambda_{изм}$, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	Март 1981 г.	Апрель 1981 г.
1	2	3	4	5	6
4857,1	4857,34	Cr I	61	a	a
4860,9	4861,33	H_β	1	e	a
4863,4	4864,73	V I	3	a	a
4865,8		?		e	e
4869,2		?		a	—
4871,5		?		e?	e?
4879,8	4880,56	V I	50	a	a
	81,55	V I	3		
4883,1	4883,69	Y II	22	e	—
4887,0	4887,01	Cr I	143	a	—
4890,5		?		e	e?
4900,8	4900,13	Y II	22	e	e
4907,2	4907,12	Co I	14	a	—
4914,6		?		e?	e?
4917,5	4916,67	Fe I	986	a	—
4921,0	4920,98	La II	7	e	e?
	21,80	La II	7		
4934,1	4934,09	Ba II	1	—	a
4955,7	4954,81	Cr I	166	a	a
4958,0		?		e	e
4971,4		?		e	e?
4975,3	4975,34	Ti I	283	a	—
	75,41	Fe I	586		
4980,0	4980,16	Ni I	112	a	—
	80,30	Cr I	123		
	81,30	Cr I	123		
4982,4		?		e?	—
4987,1 •		?		e?	e?
4990,5		?		e?	e?
4994,5		?		e?	e?
4999,6		?		e	
5006,5		?		e?	e?
5009,7	5009,65	Ti I	5	a	a
5041,6 *	5041,1	Si II?	5	e	
5075,8 } * 5082,0	5079,68	Ce II?	15	e	
5087,5 *	5087,42	Y II	20	e	
	5107,54	La II	164	e	
5107,1 *	5108,00	[Fe II]?	18		
5110,6	5110,44	Fe I	1		a
5114,1 *	5114,55	La II	36	e	
	5122,99	La II	36	e	
5123,9 *	5123,21	Y II	21		
	5129,14	Ti II	86	e	
5130,5 *	5130,60	Nd II	75		
5132,3		?			e?
5145,4	5145,46	Ti I	109		a
5155,2 *	5154,06	Ti II	70	e	
	5154,40	Fe II	35		
	5156,74	La II	7		
5163,0 *	5163,61	La II	7	e	
	5163,90	[Fe II]?	35		

Таблица 5 *(продолжение)*

$\lambda_{изм}$, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	Март 1981 г.	Апрель 1981 г.
1	2	3	4	5	6
5168,5 *	5169,03	Fe II	42	e	
5172,6 *	5172,68	Mg I	2	e	
5172,9		?			e?
5178,2	5177,83	Cr I	206		a
5182,9 *	5183,40	La II	36	e	
	5183,60	Mg I	2		
5192,0	5192,62	Nd II	75	e	e?
5199,7 *	5199,20	[Fe II]?	35	e	
	5200,42	Y II	20		
	5200,70	[O I]?	1		
5200,9		?			e?
5203,6		?			a
5205,5 *	5205,14	La II	96	e	
	5205,73	Y II	20		
5206,5		?			e?
5209,9	5210,39	Ti I	4		a
5226,3 *	5226,53	Ti II	70	e	
5233,4 *	5234,19	Nd II	74	e	
	5234,62	Fe II	49		
5239,3 *	5239,88	Sc II	26	e	
5246,9	5247,04	Fe I	1		a
5249,2 *	5249,58	Nd II	75	e	
5263,4 *		?		e	
5269,5 *	5268,9	[Fe II]?	18	e	
5273,7 *	5273,4	[Fe II]?	18	e	
	5273,4	Nd II	75		
	5274,24	Ce II?	15		
5279,0	5280,28	Cr I	129		a
	5280,36	Fe I	880		
5293,7	5293,17	Nd II	75	a	e?
5302,2	5302,62	La II	86	e	e
5336,7	5336,81	Ti II	69	e	e
5362,2		?		e	—
5367,0	5366,65	Ti I	35	e?	a
5371,9	5371,93	Nd II	79	a	e
5375,5	5375,35	Sc I	19	e	a
	76,59	Ti I	3	a	
5381,2	5381,02	Ti II	69	e	e
	81,77	La II	91		
5390,0	5388,52	Mn I	36	a?	a
	90,36	Cr I	91		
5397,2	5396,59	Ti II	102	e	—
5401,8	5401,32	Ti I	35	—	a
5418,9	5418,80	Ti II	69	e	—
5427,7		?		a	a
5436—39	5436,68	Ti I	51	a	a
	38,30	Ti I	108		
5456,1	5455,81	Nd II	83	e	e
5461,3	5460,50	Ti I	3	a	a
5465,7	5466,40	Fe I	1144	a	a
5470,0	5470,17	Fe I	1144	a	a
5473,5	5473,40	Y II	27	e	e?

Таблица 5 *(продолжение)*

$\lambda_{изм}$, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	Март 1981 г.	Апрель 1981 г.
1	2	3	4	5	6
5485,8	5485,70	Nd II	79	e	e
5488,8	5488,14	Fe I	1183	a	a
5498,1	5497,42	Y II	27	e	—
5500,0	5501,34	La I	3	a	a
5510,0	5509,91	Y II	19	e	e
5514,5	5514,35	Ti I	106	a	a
5521,9	5521,56	Y II	27	e	e?
5527,4	5526,81	Sc II	31	e	e?
5535,3	5535,66	La II	71	e	e?
5541,2	5540,96	Sc II	29	a?	a
	41,46	Fe I	1087		
5545,4	5546,02	Y II	27	e	e?
5554,3	5554,89	Fe I	1183	—	a
5584,3	5584,74	V I	85	a	a
5588,0		?		e?	—
5594,8	5594,42	Nd II	79	e?	—
5602,4		?		e?	e?
5607,0		?		a	a
5610,3		?		e?	e?
5641,3		?			e?
5658,6	5657,87	Sc II	29	e	e
5663,2	5662,95	Y II	38	e	e
5668,7	5667,16	Sc II	29	e	e
	69,03	Sc II	29		
5684,5	5684,19	Sc II	29	e	e
5688,8	5688,52	Nd II	79	e	e
5737,6		?		a	a
5742,0		?		e	e?
5769,6	5769,06	La II	70	e	e?
5797,9	5797,57	La II	4	e	—
5804,7	5804,02	Nd II	79	e	e?
	05,77	La II	4		
5853,8	5853,67	Ba II	2	e	—
5889,3	5889,95	Na I	1	a	a
5890,5	5889,95	Na I	1	e	e
5895,4	5895,92	Na I	1	a	a
5896,9	5895,92	Na I	1	e	e
5967 *		?			e
5982,5 *		?			e
5990,6 *	5991,38	Fe II	46		e
5999,3 *		?			a
6031,5 *		?			e
6034,6 *		?			e
6038,3	6039,69	V I	34		a
6062,9	6063,12	Ba I	7		a
6080,0	6081,42	V I	34		a
6088,6	6090,22	V I	34		a
6109,7	6110,78	Ba I	7	a	a
6118,4	6118,06	Ni I	230		a
	19,47	Ba I	7		
	19,50	V I	34		
6134,2	6133,95	Ni I	229		a
	34,58	Zr I	2		

Таблица 5 *(продолжение)*

$\lambda_{изм}$, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	Март 1981 г.	Апрель 1981 г.
1	2	3	4	5	6
	35,36	V I	34		a
6136,9		?			e
6139,9	6139,65	Fe I	208		a
	40,50	Zr I	24		
6160,7		?			e?
6162,8	6162,17	Ca I	3		a
	62,22	Ca I	3		
6191,7		?			e
6194,7	6193,67	Sc I	3		a
6196,5	6196,71	Fe II	46		e
6216,5	6216,36	V I	19		a
6220,2	6219,54	Fe II	34		e
6224,8	6224,51	V I	20		a
6230,7		?			e
6233,6	6233,18	V I	20		a
6238,6	6238,37	Fe II	74		e
6242,4	6242,80	V I	19		a
	43,11	V I	19		
6245,2	6245,63	Sc II	28		e
6247,6	6247,56	Fe II	74		e
6250,4	6250,18	V I	20		a?
6252,6		?			e
6258,3	6258—59	Ti I	104		a
		V I	19		
		Sc I	3		
6260,8	6261,10	Ti I	104		a
	61,24	V I	20		
6262,3	6262,30	La II	33		e
6265,3		?			e
6268,2	6268,50	Ti I	103		a
	68,84	V I	20		
6271,6		?			e?
6276,6	6277,52	Ti I	144		a
6279,9	6279,76	Sc II	28		e
6282,8	6282,64	Co I	37		a
6319,1		?			e?
6366,2	6366,35	Ti I	103		a
6369,0	6369,45	Fe II	40		e
6381,6	6380,95	Gd II	111		e
6390,3	6390,48	La II	33		e
6393,5		?			e
6396,8	6396,39	Fe I	921		a
6400,2	6399,04	La II	104		e
6417,0	6416,90	Fe II	74		e
6424,4	6424,90	Ni I	227		a
6432,9	6432,65	Fe II	40		e
6435,0	6435,02	Y I	2		a
6448,5	6448,10	Sc I	1		a
6452,6	6451,58	Fe I	921		a
	52,35	V I	48		
6456,6	6456,38	Fe II	74		e
6491,8	6491,61	Ti II	91		e

Таблица 5 *(окончание)*

$\lambda_{изм}$, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	Март 1981 г.	Апрель 1981 г.
1	2	3	4	5	6
6494,8		?			e
6516,0	6516,05	Fe II	40		e
6527,0	6526,99	La II	33		e
6548,9	6550,24	Sr I	12		a
6554,8	6554,23	Ti I	102		a
	56,07	Ti I	102		
6559,4	6559,58	Ti II	91		e
6563,2	6562,79	H_α		e	e
6572,5	6572,78	Ca I	1		a
6604,7	6604,60	Sc II	19		e
6607,3	6607,02	Ti II	91		e
6613,6		?			e?
6923,0 *		?			a
7066,5 *	7065,19	He I	10		e
7124,3 *		?			e?
7129,7 *		?			e
7180,5 *		?			e
7189,5 *		?			e
7195,5 *		?			e
7214,8 *	7214,78	Ti II	101		e
7230,2 *		?			e
7238,4 *		?			e
7240,8 *		?			a
7243,0 *		?			e

Как известно, величины скачков у голов молекулярных полос TiO можно использовать для спектральной классификации. Если воспользоваться калибровочными кривыми из [32, 33], то абсорбционный спектр PU Vul в начале марта оценивается по нашим спектрограммам как M1 ± 1, а к концу этого месяца, когда величины скачков заметно возросли,— как M3 или M4. Этот результат — появление более позднего спектра по мере возрастания блеска системы — качественно согласуется с нашим прежним выводом о том, что в период быстрого спада блеска система PU Vul имела более поздний спектральный тип, чем в минимуме блеска [3]. Однако излучение PU Vul не может быть представлено как излучение только M-звезды, поэтому мы с бóльшим вниманием должны отнестись к качественным критериям спектральной классификации. А такие критерии свидетельствуют о более позднем абсорбционном спектре PU Vul.

Действительно, согласно [34] наличие полос TiO λ5759 Å α (0,2) и λ5810 Å α (1,3) указывает на то, что абсорбционный спектр PU Vul не может быть более ранним, чем M3. Молекулярная полоса VO λ5737 Å, которая четко видна на мартовских и апрельских спектрах, показывает, что абсорбционный спектр не может быть более ранним, чем M5—M6 [34]. Все эти детали можно видеть на рис. 11, где представлены записи в интенсивностях спектров, полученных при $V \approx 12^m$ до и после главного минимума блеска системы. Следует подчеркнуть надежность отождествления полосы VO λ5737 Å. На эту длину волны попадают также две атомарные линии V I (35) и Zr I (4) [28]; но возможный вклад указанных линий в наблюдаемую абсорбционную деталь пренебрежим, так как даже главные линии указанных мультиплетов ванадия и циркония практически отсутствуют. Далее, мартовский и апрельский абсорбционный спектры PU Vul гораздо богаче абсорбционного спектра M2,5 звезды β Peg [28] и даже спектра M5 звезды α_1 Her [35]: в спектре пос-

Таблица 6

Числа зарегистрированных эмиссионных линий разных элементов в спектрах PU Vul и некоторых других астрофизических объектов

Элемент	Солнечная хромосфера		η Car и RR Tel		Симбиотические звезды		Звезды типа T Tau		PU Vul	
	Ионы	Атомы	Ионы	Атомы	Ионы	Атомы	Ионы	Атомы	Ионы	Атомы
H		5		5		5		5		2
He	2	12	3	18+[1]	9	21+[2]	1	3		1
C		7	6		33					
N	7		17+[4]	1	86+[3]	[2]	[2]	[2]		
O	47	4+[3]	4+[1]	[2]	107+[4]	2+[3]	[2]	[3]		
Ne			[1]		[5]		[1]			
Na		7		10		5		2		2
Mg	5	13	3	4	6	4		4		2
Al	19	4			9	2		2		
Si	5	22	10	1	21	2		1	1	
S		4	26+[4]	1	1+[3]		[4]			
K	7	1	[3]		[6]					
Ca	6	52	2		7+[4]	8	2	1		
Sc	39	40	4		6+[2]	5	5	1	8	
Ti	100	293	31+[6]		83+[3]	5	25		12	
V	61	158	8		28	5				
Cr	94	276	59+[4]	28	39+[3]	5	6	3	2	
Mn	19	43	1+[2]		3	7				1
Fe	206	771	158+[156]	16+[3]	164+[108]	64	39+[13]	28	11+[16]	
Co	1	133								
Ni	2	150	6+[18]	6+[1]	4					
Zn	1	4	1							
Sr	4	12	1		1		2			
Y	37	16								
Zr	69	32	14+[7]						13	
Mo	1	7	2							
Ba	16	2	6		2				2	
La	121	3	20						22	
Ce	205				1					
Nd	136								15	
Gd	128								1	

ледней не отмечена полоса TiO λ6148 Å, тогда как в спектре PU Vul она четко видна (см. рис. 11), хотя спектр α_1 Her получен с более высокой дисперсией 27 Å/мм.

Поскольку качественные характеристики абсорбционного спектра PU Vul приводят к оценкам типа, более поздним, чем M5 или даже M6, то более раннюю, чем M5, оценку по количественным критериям следует считать отягощенной систематической ошибкой за счет заметного вуалирования абсорбционного спектра дополнительным непрерывным излучением. Природу этого излучения мы обсудим ниже.

Заметим, наконец, что при блеске $V \approx 12^m$ до и после минимума блеска системы степень замытия молекулярных полос различна (см. рис. 11). Следовательно, эпизод ослабления блеска PU Vul в 1980—1981 гг. был асимметричен не только в фотометрическом отношении, как это показали Колотилов и Белякина [12], но и спектральное развитие этой системы также не было симметричным относительно эпохи минимума.

Таблица 7

Эквивалентные ширины сильных абсорбционных и эмиссионных линий в спектрах PU Vul в марте — мае 1981 г.

Линия		W_λ, Å				
		6/7.03 8/9.03	29/30.03	10/12.04	24/25.04 26/27.04	4/5.05
K Ca II	a			4,8		5,6
H Ca II	a			3,7		6,9
Sr II λ4077	a			0,65		0,73
H_δ	a			1,25		1,20
Ca I 4227	a		—		0,80	
H_γ			0,40	0,95	1,20	1,21
Ba II 4554	a		—	0,30	0,60	
Ba II 4934	a			0,12		
D_2 Na	e	} 4,5	2,1	0,75	0,40	
D_1 Na	e		3,3		0,20	
D_2 Na	a				0,30	
D_1 Na	a				0,20	
H_α	e	5,0		4,6	3,9	

Таблица 8

Скачки интенсивности непрерывного излучения у голов молекулярных полос TiO в спектрах PU Vul в марте — мае 1981г.

λ, Å	Полосы TiO	6/7.03 8/9.03	15/16.03	29/30.03	10/12.04	24/25.04 26/27.04	4/5.05
4506	α (6,2)			0,78	0,83	0,91	
4584	α (3,0)	0,85		0,76	0,84	0,86	
4761	α (2,0)	0,78		0,60	0,69	0,70	0,81
4804	α (3,1)	0,85	+	0,83	0,80	0,84	0,81
4848	α (4,2)		+	0,91	0,86	0,86	+
4955	α (1,0)	0,74	0,68	0,44	0,59	0,65	
5167	α (0,0)	0,71	0,54	+	0,60	0,71	0,68
5240	$^1\Delta - {}^1\Delta$ (0,0)		+		0,79		
5448	α (0,1)	0,75	+	0,64	0,67	0,77	
5598	β (0,0)		+	0,80	0,79	0,86	
5629	β (1,1)	0,81	+		+		
5769	α (0,2)		+		0,80		
6148		0,77			+	+	
6159	γ′ (0,0)	0,63			+	0,79	
6187	γ′ (0,0)				0,83	0,92	
6215	γ′ (0,0)				0,85	0,93	
6268	α (3,6)				0,89	0,91	
6384	γ (3,1)				0,87	0,97	
6651	γ (1,0)	0,80			0,84		
6681	γ (1,0)	0,73			0,78		
7054	γ (0,0)	0,41			0,50		0,71
7087	γ (0,0)				0,55		0,77
7125	γ (0,0)				0,51		0,75

1.3.2. Спектры PU Vul вблизи максимума 1981—1982 гг. Как уже отмечалось, в июне 1981 г., на последней стадии выхода PU Vul из глубокого минимума 1980 г. ($V = 9^m.2$), и в августе 1981 г., когда переменная практически вышла на уровень максимального блеска ($V = 8^m.6$), были получены спектры

Рис. 10. Сравнение регистрограмм PU Vul 15/16.03 1981 г. и AD Leo в районе головы молекулярной полосы окиси титана λ 4955 Å

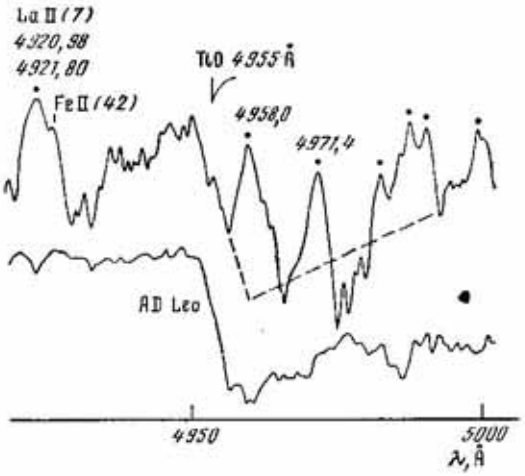
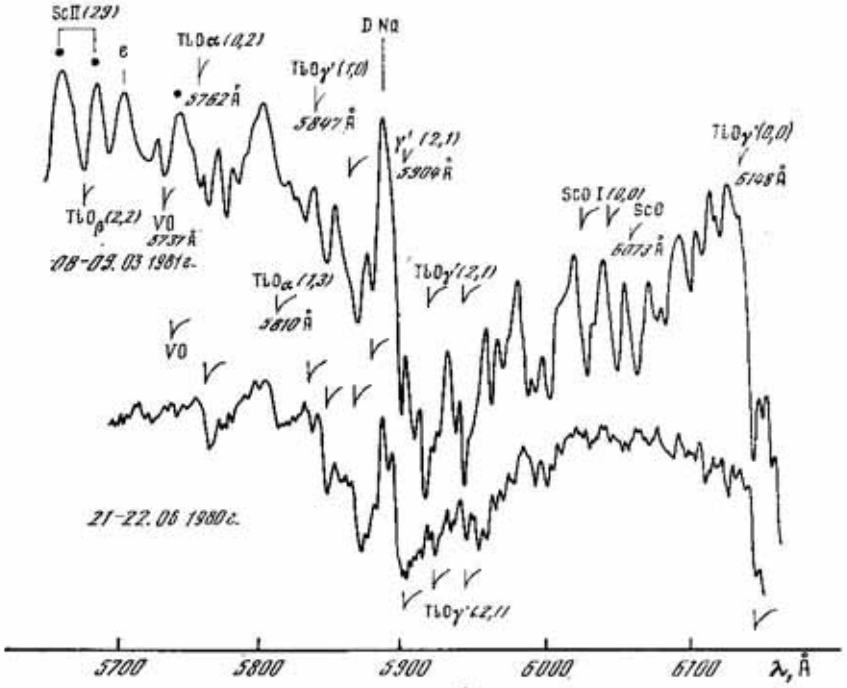


Рис. 11. Фрагменты регистрограмм спектров PU Vul в области линии D Na, богатой молекулярными деталями, в июне 1980 г. и в марте 1981 г.



этой системы на спектрографе СП-110. Эти спектрограммы были подвергнуты детальному рассмотрению.

В табл. 9 и 10 приведены результаты отождествления абсорбционных линий и величины измеренных эквивалентных ширин W_λ в июньских и августовских спектрах соответственно. При отождествлении этих спектрограмм мы использовали таблицы Ш. Мур [29] и регистрограммы высокодисперсионных (6 Å/мм) спектрограмм γ Cyg, которые были получены в фокусе куде ЗТШ и детально изучены с целью анализа атмосферы этого сверхгиганта F [36]; регистрограммы γ Cyg, близкой по спектру к PU Vul в максимуме блеска, позволили весьма уверенно провести отождествление и выделить неблендированные линии в спектре объекта Кувано—Хонда. В табл. 9 и 10 приведены эквивалентные ширины и ряда изолированных бленд, внешне мало отличающихся от одиночных линий. В четвертом столбце табл. 10 звездочкой (*) обозначены заведомо неблендированные линии, которые в дальнейшем (в разд. 2.1) использованы для построения кривых роста. Эквивалентные ширины линий определялись в предположении треугольного профиля. Для оп-

Таблица 9

Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре PU Vul в июне 1981 г.

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
3797,90	H_{10}		2,4	4854,87	Y II	22	0,40
3813,39	Ti II	22	0,72	4855,54	Fe II	25	
3814,50	Ti II	12		4861,33	H_β		0,72
3824,44	Fe I	4	0,90	4883,69	Y II	22	0,26
3824,91	Fe II	29		4884,57	Cr II	30	
3825,88	Fe I	20		4899,92	La II	7	0,32
3872,50	Fe I	20	0,43	4900,13	Y II	22	
3878,02	Fe I	20	0,67	4934,09	Ba II	1	0,53
3878,28	Y II	7		4966,10	Fe I	687	0,37
3878,57	Fe I	4		4986,82	La II	22	0,35
3889,05	H_α		3,10	5012,07	Fe I	16	0,37
3899,14	V II	33	1,20	5018,43	Fe II	42	0,65
3899,70	Fe I	4		5127,36	Fe I	16	0,45
3900,54	Ti II	34		5129,14	Ti II	86	
3913,46	Ti II	34	1,30	5156,74	La II	7	0,20
3914,33	V II	33		5157,43	La II	97	
3914,48	Fe II	3		5167,32	Mg I	2	0,84
3933,66	Ca II	1	8,80	5167,49	Fe I	37	
3968,47	Ca II	1	7,50	5183,60	Mg I	2	0,50
3981,99	Ti II	11	0,66	5204,51	Cr I	7	0,35
3982,59	Y II	6		5204,60	Fe I	1	
4024,45	Zr II	54	0,80	5226,53	Ti II	70	0,71
4024,57	Ti I	12		5234,62	Fe II	49	0,33
4025,13	Ti II	11		5239,82	Sc II	26	0,38
4063,60	Fe I	43	0,55	5269,54	Fe I	15	0,59
4077,71	Sr II	1	1,14	5289,82	Y II	20	0,23
4101,74	H_δ		2,0	5290,83	La II	6	
4208,99	Zr II	41	0,19	5303,54	La II	36	0,59
4210,35	Fe I	152		5307,36	Fe I	36	0,13
4215,52	Sr II	1	0,61	5308,44	Cr II	43	
4216,19	Fe I	3		5318,34	Sc II	22	0,45
4226,42	Fe I	352	0,67	5319,82	Nd II	75	
4226,72	Ca I	2		5339,93	Fe I	553	0,21
4227,42	Fe I	689		5341,03	Fe I	37	0,41
4232,72	Fe I	3	1,00	5357,19	Sc II	30	0,12
4233,17	Fe II	27		5362,86	Fe II	48	0,18
4233,60	Fe I	152		5403,83	Fe I	1029	0,43
4242,38	Cr II	31	0,15	5404,14	Fe I	1165	
4246,82	Sc II	7	0,31	5414,09	Fe II	48	0,38
4247,43	Fe I	693		5429,70	Fe I	15	0,10
4340,47	H_γ		1,60	5432,96	Fe I	1163	0,24
4501,27	Ti II	31	0,38	5455,43	Fe I	1145	0,30
4598,12	Fe I	554	0,09	5455,61	Fe I	15	
4629,33	Fe II	37	0,61	5478,35	Cr II	50	0,52
4714,42	Ni I	98	0,46	5480,72	La II	90	
4715,77	Ni I	98		5480,75	Y II	27	
4772,32	Zr I	43	0,58	5497,42	Y II	27	0,26
4773,94	Ce II	17		5497,52	Fe I	15	
4792,39	Ti II	48	0,54	5508,60	Cr II	50	0,37
4792,51	Cr I	168		5581,98	Ca I	21	0,16
				5615,66	Fe I	686	0,38

Таблица 9 *(окончание)*

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
5640,97	Sc II	29	0,42	6371,36	Si II	2	0,63
5667,16	Sc II	29	0,44	6390,48	La II	33	0,06
5669,03	Sc II	29		6421,36	Fe I	111	0,17
5671,54	La II	95	0,59	6455,60	Ca I	19	0,10
5671,80	Sc I	12		6456,37	Fe II	74	
5703,22	La II	48	0,25	6462,56	Ca I	18	0,37
5853,67	Ba II	2	0,53	6496,89	Ba II	2	0,47
5889,95	Na I	1	1,13	6516,05	Fe II	40	0,46
5895,92	Na I	1	1,20	6526,99	La II	33	0,32
5948,30	La II	105	0,20	6559,58	Ti II	91	0,21
6141,72	Ba II	2	0,50		eH_α		0,62
6191,19	Ni I	45	0,93		eH_α		0,88
6191,56	Fe I	169		6572,78	Ca I	1	0,28
6200,32	Fe I	207	0,17	6574,24	Fe I	13	
6254,26	Fe I	111	0,17	6575,02	Fe I	206	0,15
6262,30	La II	33	0,20	6633,76	Fe I	1197	0,11
6318,02	Fe I	168	0,24	6648,08	Fe I	13	0,14
6347,09	Si II	2	0,52				

Таблица 10

Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре PU Vul в августе 1981 г.

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
3727,62	Fe I	21	0,61	4028,33	Ti II	87	0,50 *
3783,34	Fe II	14	0,56	4045,82	Fe I	43	0,90
3783,53	Ni I	30		4048,68	Zr II	43	0,56 *
3795,00	Fe I	21	0,92	4063,28	Fe II	698	1,11
3820,42	Fe I	20	0,81	4063,60	Fe I	43	
3856,37	Fe I	4	0,96	4071,74	Fe I	43	0,73
3859,91	Fe I	4	0,75	4077,71	Sr II	1	2,10
3872,50	Fe I	20	0,99	4090,52	Zr II	29	0,45
3878,28	Y II	7	0,94	4101,74	H I		2,53
3878,57	Fe I	4		4107,49	Fe I	354	0,46
3899,70	Fe I	4	1,70	4143,42	Fe I	523	1,80
3900,54	Ti II	34		4143,87	Fe I	43	
3905,52	Si I	3	1,71	4152,17	Fe I	18	0,53
3906,48	Fe I	4		4156,24	Zr I	29	0,98
3920,26	Fe I	4	0,90	4156,80	Fe I	354	
3944,00	Al I	1	0,93	4163,64	Ti II	105	0,58 *
3961,52	Al I	1	0,94	4181,75	Fe I	354	0,38
3981,62	Fe I	428	1,60	4187,05	Fe I	152	0,97
3981,99	Ti II	11		4187,80	Fe I	152	
3982,59	Y II	6		4198,31	Fe I	152	0,94
4012,37	Ti II	11	0,73	4198,64	Fe I	693	
4014,48	Sc II	8	0,59	4199,10	Fe I	522	
4014,53	Fe I	802		4202,03	Fe I	42	0,77
4021,87	Fe I	278	0,52	4202,35	V II	25	

Таблица 10 *(продолжение)*

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
4206,70	Fe I	3		4354,60	Sc II	14	0,36
4207,25	Fe I	352	1,34	4358,73	Y II	5	
	Cr I	26			Fe I	412	0,63
4211,88	Zr II	15	0,35 *	4359,63	Cr I	22	
4215,52	Sr II	1	1,12	4367,66	Ti II	104	0,73
4216,19	Fe I	3		4374,45	Sc II	14	
4219,36	Fe I	800	0,19	4374,82	Ti II	93	
4222,22	Fe I	152		4374,94	Y II	13	1,13
4222,22	Ce II	36	0,49	4375,93	Fe I	2	
4222,98	Pr II	4		4379,23	V I	22	
4226,42	Fe I	352		4379,78	Zr II	88	0,24
4226,72	Ca I	2	0,58	4383,55	Fe I	41	
4227,42	Fe I	689		4384,33	Fe II	32	
4233,17	Fe II	27			Sc II	14	1,82
4233,61	Fe I	152	1,32	4385,38	Fe II	27	
4235,94	Fe I	152	0,63	4390,97	Ti II	61	0,60
4239,84	Fe I	18	0,57	4394,06	Ti II	51	
4242,38	Cr II	31		4395,03	Ti II	19	1,15
4242,73	Fe I	649	0,52	4395,85	Ti II	61	
4246,83	Sc II	7		4404,75	Fe I	41	0,50
4247,43	Fe I	693	1,16	4415,12	Fe I	41	
4254,34	Cr I	1	0,38	4415,59	Sc II	14	1,26
4258,15	Fe II	28		4416,81	Fe II	27	
	Zr II	15	0,62	4417,71	Ti II	40	1,76
4271,15	Fe I	152		4418,34	Ti II	51	
4271,76	Fe I	42	1,22	4421,95	Ti II	93	
4273,31	Fe II	27	0,55 *	4422,56	Y II	5	0,64
4274,80	Cr I	1		4450,49	Ti II	19	0,74 *
4275,57	Cr II	31	0,59	4459,12	Fe I	68	0,27
4287,89	Ti II	20	0,59	4468,49	Ti II	31	
4289,36	Ca I	5		4469,16	Ti II	18	0,96
4289,72	Cr I	1	0,98	4469,38	Fe I	830	
4290,22	Ti II	41		4472,92	Fe II	37	0,38*
4296,57	Fe II	28	0,79	4476,08	Fe I	350	0,13
4299,24	Fe I	152		4481,33	Mg II	4	
4300,05	Ti II	41	0,98	4482,26	Fe I	68	0,95
4314,08	Sc II	15		4488,31	Ti II	115	
4314,29	Fe II	32	1,65	4489,18	Fe II	37	0,77
4314,98	Ti II	41		4489,74	Fe I	2	
4316,81	Ti I	168		4491,40	Fe II	37	0,36 *
4317,32	Zr II	40		4494,56	Fe I	68	0,39 *
4320,74	Sc II	15		4496,96	Zr II	40	0,49 *
4320,96	Ti II	41	0,62	4501,27	Ti II	31	0,60 *
4325,01	Sc II	15		4508,28	Fe II	38	0,47 *
4325,76	Fe I	42	0,81	4515,34	Fe II	37	0,48 *
4330,26	Ti II	94		4520,22	Fe II	37	0,41 *
4330,70	Ti II	41	0,80	4522,63	Fe II	38	0,78 *
4340,47	H I		2,20	4528,61	Fe I	68	
4344,29	Ti II	20	0,65 *	4529,46	Ti II	82	0,88
4350,83	Ti II	94		4533,97	Ti II	50	
4351,76	Fe II	27	1,29	4534,16	Fe II	37	0,66
4352,73	Fe I	71		4539,62	Cr II	39	0,31

Таблица 10 *(продолжение)*

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
4541,52	Fe II	38	0,41 *	4812,35	Cr II	30	0,19
4545,14	Ti II	30	0,46 *	4820,41	Ti I	126	0,11
4549,46	Fe II	38		4823,31	Y II	22	
4549,62	Ti II	82	0,69	4823,51	Mn I	16	
4549,82	Ti II	39		4824,13	Cr II	30	
4554,03	Ba II	1	0,89	4832,72	Fe I	888	0,22
4558,65	Cr II	44	0,45 *	4833,19	Fe II	30	
4563,76	Ti II	50	0,82	4835,86	Fe I	1068	0,32
4568,31	Ti II	60	0,18 *	4836,24	Cr II	30	
4571,09	Mg I	1	0,59	4848,24	Cr II	30	0,56
4571,97	Ti II	82		4849,18	Ti II	29	0,39
4576,33	Fe II	38	0,35 *	4861,31	H I		1,65
4582,83	Fe II	37		4883,69	Y II	22	0,56 *
4583,44	Ti II	39	1,12	4890,76	Fe I	318	0,62
4583,83	Fe II	38		4891,49	Fe I	318	
4588,21	Cr II	44	0,39 *	4900,13	Y II	22	0,59
4589,96	Ti II	50	0,41	4907,74	Fe I	687	0,08
4609,26	Ti II	39	0,14 *	4911,20	Ti II	114	0,53 *
4611,28	Fe I	826	0,14 *	4918,99	Fe I	318	0,77
4618,83	Cr II	44	0,44	4920,50	Fe I	318	
4620,51	Fe II	38	0,33 *	4923,92	Fe II	42	0,56
4625,05	Fe I	554	0,16	4934,08	Ba II	1	0,64 *
4626,19	Cr I	21	0,15	4942,48	Cr I	9	0,23
4629,33	Fe II	37	0,72 *	4946,40	Fe I	687	0,24
4634,11	Cr II	44	0,33 *	4957,30	Fe I	318	0,78
4646,17	Cr I	21	0,18	4957,60	Fe I	318	
4654,50	Fe I	38		4966,10	Fe I	687	0,23 *
4655,75	Ti II	38	0,46	4967,90	Fe I	1067	0,17
	Fe I	554		4973,10	Fe I	984	0,14
4656,97	Fe II	43	0,52	4986,82	La II	22	0,21
4657,21	Ti II	59		4988,96	Fe I	1066	0,25
4663,70	Fe II	44	0,42	4993,35	Fe II	36	0,23 *
4670,27	Fe II	25	0,61	4994,14	Fe I	16	0,18 *
4670,40	Sc II	24		5010,22	Ti II	113	0,28
4702,99	Mg I	11	0,35	5018,43	Fe II	42	0,88
4707,28	Fe I	554	0,25	5027,13	Fe I	1065	0,17
4708,62	Ti II	49	0,41	5031,02	Sc II	23	0,41
4709,09	Fe I	821		5041,62	Ca I	34	0,29
4714,42	Ni I	98	0,30:	5051,64	Fe I	16	0,32
4719,51	Ti II	59	0,18 *	5052,15	C I	12	0,31
4731,43	Fe II	43	0,32 *	5087,42	Y II	20	0,49
4736,78	Fe I	554	0,18 *	5114,55	La II	36	0,32
4740,27	La II	8	0,23	5129,14	Ti II	87	0,45 *
4745,81	Fe I	821	0,21	5133,70	Fe I	1092	0,17 *
4754,04	Mn I	16	0,16	5133,50	Cr II	24	
4779,99	Ti II	92	0,38	5154,08	Ti II	70	0,77
4786,54	Ni II	98	0,26	5154,41	Fe II	35	
4786,58	Y II	22		5167,33	Mg I	2	1,20
4792,51	Cr I	168	0,21	5169,03	Fe II	42	
4794,84	Ti II	29	0,15	5172,68	Mg I	2	0,53
4805,10	Ti II	92	0,51 *	5176,56	Ni I	209	0,04
4810,54	Zn I	2	0,15	5183,62	Mg I	2	0,39

Таблица 10 *(продолжение)*

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
5185,91	Ti II	86	0,33 *	5420,92	Cr II	23	0,16
5188,70	Ti II	70	0,61	5424,07	Fe II	1146	0,24 *
5188,85	Ca I	49		5425,27	Fe II	49	0,24 *
5197,57	Fe II	49	0,53	5429,71	Fe I	15	0,26 *
5200,42	Y II	20	0,29	5432,96	Fe I	1143	0,20
5211,54	Ti II	103	0,38 *	5434,53	Fe I	15	0,34 *
5215,19	Fe I	553	0,24	5445,05	Fe I	1163	0,09 *
5216,28	Fe I	36	0,18 *	5446,92	Fe I	15	0,31 *
5226,53	Ti II	70	0,84	5455,46	Fe I	1145	0,31
5227,19	Fe I	37		5455,62	Fe I	15	
5229,86	Fe I	553	0,13 *	5466,40	Fe I	1144	0,11
5234,62	Fe II	49	0,82 *	5472,85	Fe I	686	0,43
5237,32	Cr II	43	0,34 *	5473,40	Y II	27	
5239,82	Sc II	26	0,36 *	5487,66	Fe I	1025	0,10 *
5246,78	Cr II	23	0,18	5490,65	Ti II	68	0,13 *
5247,06	Fe I	1		5492,89	Ti II	68	0,08 *
5254,92	Fe II	49	0,44	5497,36	Y II	27	0,40
5254,95	Fe I	1		5497,52	Fe I	15	
5256,93	Fe II	41	0,15	5506,79	Fe I	15	0,13 *
5269,55	Fe I	15	1,00	5508,63	Cr II	50	0,26
5270,36	Fe I	37		5509,91	Y II	19	0,37 *
5274,99	Cr II	43	1,04	5510,73	Cr II	23	0,37
5275,99	Fe II	49		5521,59	Y II	27	0,29 *
5279,88	Cr II	43	0,29	5526,82	Sc II	31	0,58
5280,07	Cr II	43		5528,42	Mg I	9	0,42
5302,30	Fe I	553	0,30	5534,85	Fe II	55	0,40 *
5305,86	Cr II	24	0,23	5569,62	Fe I	686	0,17 *
5308,44	Cr II	43	0,28	5572,85	Fe I	686	0,14 *
5310,70	Cr II	43	0,25	5576,10	Fe I	686	0,12 *
5313,58	Cr II	43	0,23	5581,98	Ca I	21	0,07
5316,62	Fe II	49	0,58	5588,75	Ca I	21	0,24
5318,36	Sc II	22	0,25	5594,47	Ca I	21	0,26
5324,19	Fe I	553	0,32 *	5598,48	Ca I	21	0,14 *
5325,55	Fe II	49	0,27 *	5602,85	Ca I	21	0,19
5330,58	Ce II	13	0,08	5609,91	Y II	19	0,13
5334,87	Cr II	43	0,18 *	5615,66	Fe I	686	0,29 *
5339,94	Fe I	553	0,23 *	5618,64	Fe I	1107	0,08
5341,03	Fe I	37	0,18 *	5620,52	Fe I	1061	0,10
5357,19	Sc II	30	0,14 *	5624,55	Fe I	686	0,13 *
5362,86	Fe II	48	0,56	5627,49	Fe II	57	0,13 *
5367,48	Fe I	1146	0,08	5634,53	Fe I	1281	0,11
5371,49	Fe I	15	0,44 *	5640,97	Sc II	29	0,36 *
5381,03	Ti II	69	0,36 *	5645,66	Si I	10	0,09
5383,38	Fe I	1146	0,18 *	5653,68	Ba II	2	0,15
5393,18	Fe I	553	0,08	5655,50	Fe I	1107	
5397,14	Fe I	15	0,38 *	5657,87	Sc II	29	0,78
5402,78	Y II	35	0,45	5658,33	Sc II	29	
5405,78	Fe I	15	0,33 *	5658,82	Fe I	686	
5410,92	Fe I	1165	0,27 *	5662,95	Y II	38	0,57 *
5414,08	Fe II	48	0,20 *	5665,60	Si I	10	0,19
5415,20	Fe I	1165	0,30 *	5667,16	Sc II	29	0,27 *
5418,80	Ti II	69	0,35 *	5669,04	Sc II	29	0,27

Таблица 10 *(окончание)*

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
5684,19	Sc II	29	0,41 *	6141,72	Ba II	2	0,51
5688,20	Na I	6	0,21	6145,08	Si I	29	0,22
5690,47	Na I	6	0,11	6147,73	Fe II	74	0,16 *
5701,14	Si I	10	0,18	6149,23	Fe II	74	0,16 *
5709,37	Fe I	686	0,22	6162,17	Ca I	3	0,49
5711,09	Mg I	8	0,15	6166,44	Ca I	20	0,18
5712,15	Fe I	686	0,15	6173,34	Fe I	62	0,30
5715,12	Ti I	228	0,18	6175,16	Fe II	200	
5717,99	Ca I	54	0,13	6176,81	Ni I	228	
5717,84	Fe I	1107		6188,03	Fe I	959	
5728,91	Y II	34	0,27	6191,56	Fe I	169	
5732,29	Fe I	1313	0,10	6199,47	Fe I	208	0,39
5797,91	Si I	9	0,46	6200,32	Fe I	207	
5853,67	Ba II	2	0,44 *	6204,64	Ni I	226	0,22
5857,45	Ca I	47	0,28	6265,14	Fe I	62	0,26
5859,60	Fe I	1181	0,29	6270,24	Fe I	342	0,38
5862,35	Fe I	1180	0,15	6279,76	Sc II	28	0,77
5889,95	Na I	1	0,95	6347,09	Si II	2	0,74 *
5895,92	Na I	1	0,94	6355,03	Fe I	342	0,29
5905,67	Fe I	1181	0,15	6371,36	Si II	2	0,64 *
5909,99	Fe I	552	0,24	6380,74	Fe I	1015	0,15
5914,16	Fe I	1180	0,23	6383,75	Fe II	—	0,22
5941,37	Fe II	58	0,60	6439,07	Ca I	18	
5941,75	Ti I	72		6456,38	Fe II	74	0,31
5955,68	Fe I	1106	0,29	6456,91	Ca I	19	
5976,79	Fe I	959	0,40	6462,56	Ca I	18	0,26 *
5987,05	Fe I	1260	0,31	6466,97	V I	32	0,09
5991,38	Fe II	46	0,26 *	6469,21	Fe I	1258	0,12
6024,07	Fe I	1178	0,17 *	6471,66	Ca I	18	0,22
6027,06	Fe I	1018	0,17	6475,63	Fe I	206	0,43
6065,48	Fe I	207	0,16 *	6491,61	Ti II	91	0,27
6084,11	Fe II	46	0,26 *	6496,90	Ba II	2	0,44 *
6096,68	Fe I	959	0,18	6516,05	Fe II	40	0,43 *
6097,08	Fe I	64		6526,99	La II	33	0,12
6102,72	Ca I	3	0,28 *	6613,74	Y II	26	0,30
6108,12	Ni I	45	0,12	6633,76	Fe I	1197	0,15
6113,33	Fe II	46	0,16 *	6639,90	Fe I	1007	0,15
6122,22	Ca I	3	0,16 *	6663,44	Fe I	111	0,13

ределения W_λ линий, искаженных блендированием, использовалась зависимость эквивалентной ширины от центральной глубины W_λ (R), построенная по неблендированным линиям; эта зависимость оказалась идентичной для разных спектрограмм с одинаковой дисперсией, так что величины W_λ оценивались по единому графику.

В статье [3] приведены данные о спектре PU Vul в 1979 г., когда переменная в течение нескольких месяцев находилась в состоянии максимального блеска с $V = 8^m_,9$. Данные [3] также основаны на спектрах, полученных нами на СП-110, поэтому допустимо прямое сопоставление эквивалентных ширин линий. Сравнение табл. 2 из [3] и нашей табл. 10 обнаруживает общее сходство спектров PU Vul в периоды этих двух максимумов; это обстоятельство хорошо иллюстрирует рис. 12, на котором сопоставлены эквивалентные ширины из двух указанных таблиц. Вместе с тем можно отметить и некоторые

отличия. Так, абсорбционная линия D Na в 1981 г. несколько слабее, чем в 1979 г., что может быть обусловлено залитием ядра линии эмиссией, наблюдавшейся нами в спектре PU Vul на подъеме блеска в 1981 г. С другой стороны, в спектре 1981 г. некоторые линии Fe II, Ti II и Mg II имеют бо́льшие эквивалентные ширины по сравнению со спектром 1979 г. Эти линии чувствительны к светимости звезды [37], и возможно, что их усиление в 1981 г. связано с повышением блеска на несколько десятых звездной величины по сравнению с максимумом 1979 г.

Во время максимума 1979 г. спектрограммы PU Vul были получены в фокусе куде 2-м телескопа в Онджейове (Чехословакия) [38]. Чехословацкие коллеги Л. Гриц, Д. Хохол и Ю. Грыгар любезно предоставили в наше распоряжение эти снимки, полученные в синей области спектра с дисперсией 17 Å/мм. Мы отобрали три наиболее плотные спектрограммы, 01, 02 и 06.09, провели отождествление спектральных линий и измерили эквивалентные ширины всех уверенно отождествленных линий. Результаты такого количественного рассмотрения куде-спектрограмм приведены в табл. 11. (Звездочки в табл. 11 имеют тот же смысл, что и в табл. 10.) Сопоставление этих данных с табл. 2 в [3], где собраны результаты наших спектральных наблюдений того же периода, полученные по спектрам с дисперсией 40 Å/мм, обнаруживает большое систематическое расхождение эквивалентных ширин $W_{\text{Крым}}$ —

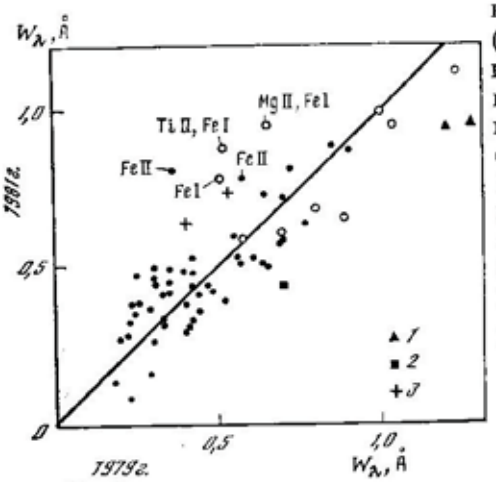


Рис. 12. Сравнение эквивалентных ширин абсорбционных линий в спектре PU Vul в эпохи максимумов блеска 1979 и 1981 гг.

1 — D Na, 2 — Ba II 6497 Å, 3 — Si II 6347 и 6371 Å

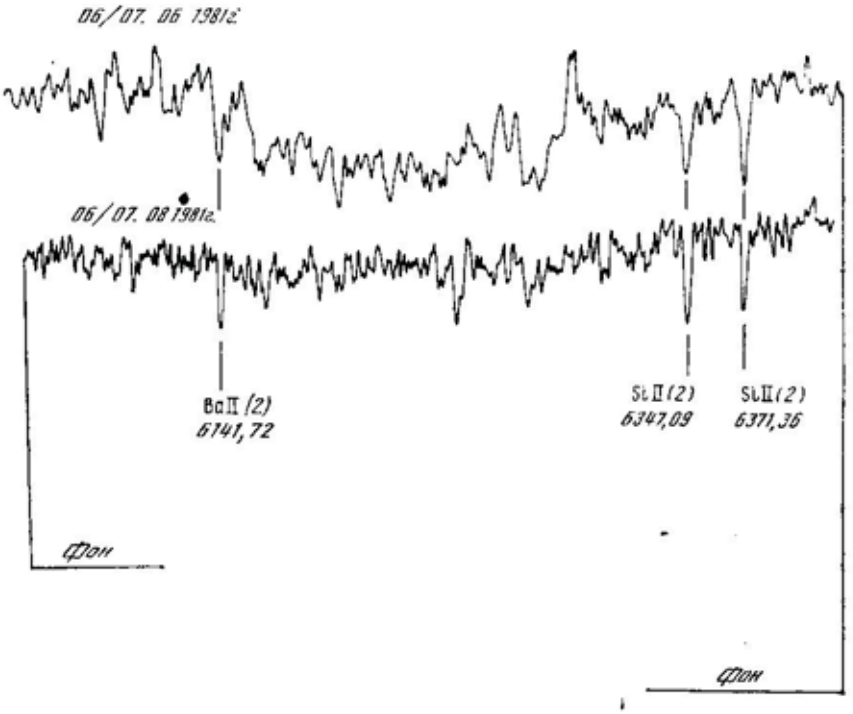


Рис. 13. Фрагменты регистраграмм спектров PU Vul в области линии Ba II λ 6142 Å в июне и августе 1981 г.

Таблица 11

Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре PU Vul в сентябре 1979 г. (по спектрам, полученным в Онджейове)

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
3982,60	Y II	6	0,460 *	4150,97	Zr II	42	0,130 *
3991,14	Zr II	30	0,400 *	4152,17	Fe I	18	0,135 *
3995,31	Co I	31	0,350	4156,24	Zr II	29	0,235
4000,48	Fe I	426	0,170		Fe I	693	
4002,07	Fe II	29	0,220	4163,64	Ti II	105	0,330 *
4002,94	V II	9	0,240 *	4167,27	Mg I	15	0,090
4005,25	Fe I	43	0,390	4173,45	Fe II	27	0,390 *
4012,50	Cr II	183	0,540	4177,60	Fe I	18	0,530
4014,53	Fe I	802	0,200 *		Y II	14	
4015,50	Ni II	10	0,105 *	4178,86	Fe II	28	0,480 *
4018,28	Fe I	560	0,240	4179,43	Cr II	26	0,440 *
	Zr II	54		4183,44	V II	37	0,095 *
4021,87	Fe I	278	0,135	4184,33	Ti II	21	0,115
4023,39	V II	32	0,310 *	4187,04	Fe I	152	0,210:
4024,55	Fe II	127	0,390	4188,60	Ti I	220	0,125:
4025,14	Ti II	11	0,390 *	4189,52	Pr II	8	0,035:*
4028,33	Ti II	87	0,430 *	4191,44	Fe I	152	0,125 *
4029,68	Zr II	41	0,170 *	4198,31	Fe I	152	0,170 *
4030,76	Mn I	2	0,300 *	4199,10	Fe I	522	0,130 *
4031,97	Fe I	655	0,270	4202,00	Fe I	42	0,220 *
4033,07	Mn I	2	0,175 *	4205,05	Eu II	1	0,225 *
4035,73	Mn I	5	0,160 *	4208,99	Zr II	41	0,210 *
4036,78	V II	9	0,095 *	4210,35	Fe I	152	0,050 *
4040,24	Zr II	54	0,170	4211,88	Zr II	15	0,210 *
4040,65	Fe I	655	0,235 *	4215,52	Sr II	1	0,570
4042,90	La II	66	0,235 *	4219,36	Fe I	800	0,050 *
4045,82	Fe I	43	0,740	4222,22	Fe I	152	0,160 *
4048,80	Zr II	43	0,235	4225,46	Fe I	693	0,075:
4051,08	Fe II	98	0,350	4226,73	Ca I	1	0,420
4052,47	Fe I	563	0,250 *	4227,43	Fe II	693	0,270
4053,82	Ti II	87	0,250	4231,64	Zr II	99	0,090
	Fe I	485		4233,17	Fe II	27	0,290 *
4061,08	Nd II	10	0,055:*	4235,94	Fe I	152	0,320 *
4063,60	Fe I	43	0,400	4239,82	Fe I	18	0,100 *
4066,98	Fe I	358	0,135	4246,79	Sc II	7	0,570
4071,74	Fe I	43	0,210 *	4247,43	Fe I	693	
4075,95	Fe II	21	0,220	4248,68	Ce II	1	0,050 *
4077,71	Sr II	1	0,780	4250,79	Fe I	42	0,220 *
4086,72	La II	10	0,150 *	4252,62	Cr II	31	0,100:*
4088,90	Cr II	19	0,115	4254,35	Cr I	1	0,130
4090,52	Zr II	29	0,210	4258,10	Fe II	28	0,370
4123,23	La II	41	0,250:*	4258,15	Zr II	15	
4123,75	Fe I	217	0,270	4260,48	Fe I	152	0,210 *
4124,91	Y II	14	0,170	4261,02	Cr II	31	0,150 *
4128,05	Si II	3	0,280	4271,16	Fe I	152	0,155
4128,74	Fe II	27	0,330 *	4271,76	Fe I	42	0,240
4130,88	Si II	3	0,330	4273,37	Fe II	27	0,170 *
4132,06	Fe I	43	0,350 *	4274,80	Cr I	1	0,130
4138,40	Fe II	39	0,110	4275,57	Cr II	31	0,100 *
4149,22	Zr II	41	0,360 *	4282,41	Fe I	71	0,115

Таблица 11 *(продолжение)*

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
4287,89	Ti II	20	0,280	4416,82	Fe II	27	0,330 *
4290,22	Ti II	41	0,550	4417,72	Ti II	40	0,430 *
	Fe I	416		4420,65	Sc II	14	0,080 *
4294,10	Ti II	20	0,470	4422,58	Y II	5	0,235 *
	Fe I	41		4427,31	Fe I	2	0,115 *
4296,05	La II	52	0,155 *	4434,96	Ca I	4	0,075 *
4296,57	Fe II	28	0,260 *	4435,69	Ca I	4	0,070 *
4299,24	Fe I	152	0,235 *	4440,46	Zr II	79	0,080 *
4300,00	Ti II	41	0,550	4441,73	Ti II	40	0,160
4301,93	Ti II	41	0,420 *	4443,80	Ti II	19	0,465 *
4303,17	Fe II	27	0,280 *	4444,56	Ti II	31	0,280 *
4305,71	Sc II	15	0,380 *	4450,49	Ti II	19	0,320 *
4306,72	Ce II	1	0,045 *	4451,59	Mn I	22	0,100:
4307,90	Ti II	41	0,460 *	4454,66	Fe I	902	0,100
4309,62	Y II	5	0,340 *	4455,89	Ca I	4	0,075 *
4312,86	Ti II	41	0,400 *	4457,42	Zr II	79	0,065
4314,08	Sc II	15	0,400 *	4459,12	Fe I	68	0,055:
4314,98	Ti II	41	0,400 *	4460,21	Ce II	2	0,070: *
4316,81	Ti I	168	0,175	4461,65	Fe I	2	0,180 *
4317,32	Zr II	40	0,105 *	4464,46	Ti II	40	0,320 *
4320,97	Ti II	41	0,540	4466,55	Fe I	350	0,055 *
4325,01	Sc II	15	0,370 *	4468,49	Ti II	31	0,420 *
4325,76	Fe I	42	0,240 *	4470,86	Ti II	40	0,270 *
4349,79	Ce II	59	0,075 *	4472,92	Fe II	37	0,135 *
4350,83	Ti II	94	0,140	4476,08	Fe I	350	0,050
4351,76	Fe II	27	0,380	4481,33	Mg II	4	0,390
4354,61	Sc II	14	0,155 *	4482,26	Fe I	68	0,080
4358,73	Y II	14	0,220	4484,23	Fe I	828	0,090 *
4358,95	Fe I	987		4485,68	Fe I	350	0,040 *
4359,63	Cr I	22	0,220:	4486,91	Ce II	57	0,050 *
4362,10	Ni II	9	0,050 *	4488,32	Ti II	115	0,175
4364,66	Ce II	135	0,040 *	4489,18	Fe II	37	0,220 *
4367,66	Ti II	104	0,280 *	4491,40	Fe II	37	0,180 *
4369,04	Fe II	28	0,130 *	4493,53	Ti II	18	0,115:
	Zr II	79	0,135	4493,58	Fe I	222	
4370,96	Cr I	22		4494,57	Fe I	68	0,150 *
4379,78	Zr II	88	0,190 *	4496,96	Zr II	40	0,180 *
4383,55	Fe I	41	0,300 *	4501,27	Ti II	31	0,490 *
4384,33	Fe II	32	0,280	4502,22	Mn I	22	0,045 *
4384,81	Sc II	14	0,260 *	4508,28	Fe II	38	0,360 *
4386,86	Ti II	104	0,190 *	4515,34	Fe II	37	0,340 *
4390,98	Ti II	61	0,240 *	4518,30	Ti II	18	0,075:
4394,06	Ti II	51	0,160 *	4520,22	Fe II	37	0,210 *
4395,03	Ti II	19	0,470 *	4522,63	Fe II	38	0,380 *
4395,85	Ti II	61	0,175	4525,14	Fe I	826	0,105 *
4399,77	Ti II	51	0,460	4527,35	Ce II	108	0,060
4400,40	Sc II	14	0,370 *	4528,62	Fe I	66	0,125 *
4404,75	Fe I	41	0,300 *	4529,56	Fe I	987	0,190
4407,68	Ti II	51	0,130	4533,97	Ti II	50	0,470
4408,42	Fe I	68		4534,17	Fe II	37	
4413,60	Fe II	32	0,095 *	4539,62	Cr II	39	0,125
4415,12	Fe I	41	0,370 *	4541,52	Fe II	38	0,150

Таблица 11 *(окончание)*

$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å	$\lambda_{лаб}$, Å	Элемент	Мультиплет	W_λ, Å
1	2	3	4	1	2	3	4
4544,01	Ti II	60	0,135	4628,16	Ce II	1	0,080 *
4545,10	Ti II	30	0,105	4629,34	Fe II	37	0,290 *
4549,47	Fe II	38	0,570	4634,11	Cr II	44	0,140 *
4552,25	Ti II	30	0,075	4647,43	Fe I	409	0,045
4554,03	Ba II	1	0,470 *	4654,63	Fe I	554	0,035
4555,89	Fe II	37	0,340 *	4655,71	Ti II	38	0,045
4558,66	Cr II	44	0,340 *	4657,21	Ti II	59	0,225
4560,28	Ce II	8	0,040 *	4663,70	Fe II	44	0,090
4562,36	Ce II	1	0,050 *	4666,75	Fe II	37	0,115
4563,76	Ti II	50	0,410 *	4670,40	Sc II	24	0,250
4568,31	Ti II	60	0,095	4682,32	Y II	12	0,095 *
4571,97	Ti II	82	0,490 *	4703,00	Mg I	11	0,135
4576,33	Fe II	38	0,180 *	4706,54	Nd II	3	0,040: *
4580,06	Fe II	38	0,130 *	4708,66	Ti II	49	0,175
4581,40	Ca I	23	0,050 *	4722,16	Zn I	2	0,040
4583,83	Fe II	38	0,370 *	4731,44	Fe II	43	0,200 *
4584,73	Fe I	840	0,045	4779,99	Ti II	92	0,135
4585,92	Ca I	23	0,045 *	4783,42	Mn I	16	0,035 *
4588,21	Cr II	44	0,180 *	4786,58	Y II	22	0,095
4589,96	Ti II	50	0,225	4786,81	Fe I	467	
4592,09	Cr II	44	0,135	4792,39	Ti II	48	0,045
4592,66	Fe I	39		4798,54	Ti II	17	0,075
4601,34	Fe II	43	0,075	4805,10	Ti II	92	0,240
4604,99	Ni I	98	0,060	4812,35	Cr II	30	0,075 *
4611,28	Fe I	826	0,045	4823,52	Mn I	16	0,155
4613,95	Zr II	67	0,050	4824,13	Cr II	30	0,140 *
4617,27	Ti I	243	0,095	4836,22	Cr II	30	0,090
4618,83	Cr II	44	0,160: *	4838,57	Fe I	687	0,055 *
4620,51	Fe II	38	0,175 *	4883,69	Y II	22	0,300 *
4626,19	Cr I	1	0,040				

$W_{Онджейов} \approx 0{,}15 \div 0{,}20$ Å (оно, как известно [39], характерно при сравнении спектрограмм с разной дисперсией). Это расхождение не позволяет нам рассматривать все данные 1979 г. вместе, но крымские и чехословацкие наблюдения дополняют друг друга в том отношении, что данные [3] охватывают более длинноволновый участок спектра, тогда как куде-спектрограммы позволяют продвинуться в область меньших W_λ. Мы воспользуемся этим обстоятельством ниже при анализе спектральных наблюдений PU Vul.

Довольно сложная картина обнаруживается при сравнении наших июньских и августовских спектров 1981 г. Так, на июньских спектрах еще можно обнаружить следы депрессии в области λ6159—6300 Å, связанной с системами полос TiO γ' (0,0) и γ (0, 0) (рис. 13). Далее, как показывает рис. 14, на августовских спектрах заметно усилены линии Sr II и некоторые линии Fe II и Ti II; но здесь неясно, можно ли усиление этих линий снова связать с повышением светимости, хотя PU Vul от июня к августу, действительно, поярчала на $0^m.6$, так как чувствительные к светимости линии Ba II за это время не изменились. Не изменились за этот период и эквивалентные ширины линий нейтральных металлов.

Особого внимания заслуживает эволюция водородных линий. В августе 1981 г. W (H_β) была в 6,5 раза меньше, чем в 1979 г., а линия H_α, которая в 1979 г. имела вид широкого абсорбционного «блюдца» с налагающимся узким абсорбционным ядром, в 1981 г. обнаружила два эмиссионных компо-

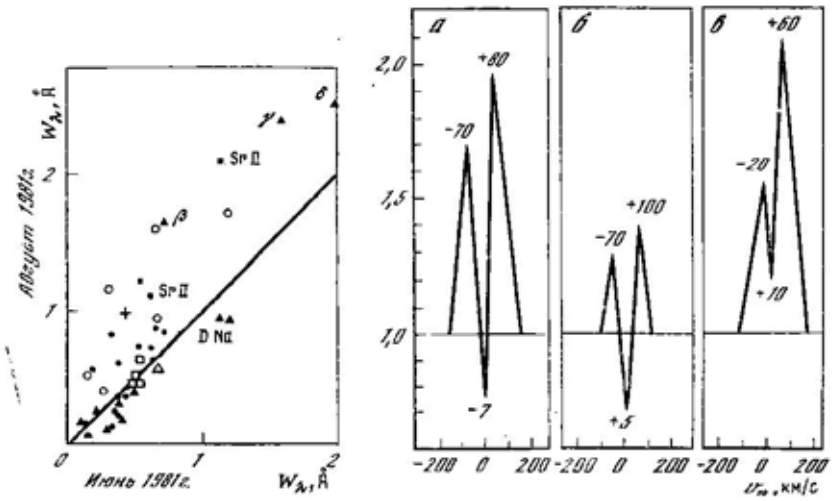


Рис. 14. Сравнение эквивалентных ширин спектральных линий PU Vul в июне и августе 1981 г.

Буквы α, β, γ около треугольников указывают линии H_α, H_β, H_γ; темные треугольники и кружки — линии нейтральных и ионизованных элементов; светлые треугольники и кружки — бленды только нейтральных элементов и бленды, где есть ионизованные элементы; крестик — Si II

Рис. 15. Профили линии H_α

а — июнь 1981 г., $V = 9^m.1$; *б* — август 1981 г., $V = 8^m.6$; *в* — июль 1982 г., $V = 8^m.5$

нента, разделенных абсорбционным компонентом. На рис. 15, *а*, *б* показана эволюция профиля H_α, прослеживаемая по спектрам, которые были получены на спектрографе СП-110 с дисперсией 40 А/мм в 1981 г. Рисунок показывает, что в августе интенсивности эмиссионных компонентов были примерно вдвое меньше, чем в июне, но положения — лучевые скорости — эмиссионных и абсорбционного компонентов в этот период практически не менялись; неизменной оставалась и интенсивность абсорбционного компонента. Поскольку в течение этого времени блеск PU Vul возрос на $0^m.6$, то уменьшение эквивалентной ширины эмиссионных компонентов можно отнести за счет эффекта контраста и сделать вывод о постоянной интенсивности водородной эмиссии на последней стадии выхода системы из минимума 1980—1981 гг.

Иной характер изменения профиля H_α обнаружили наблюдения 1982 г. По двум лучшим спектрограммам этого сезона, полученным на СП-110, 12/13 и 13/14.07, был построен и представлен на рис. 15, *в* профиль, заметно отличающийся от двух предыдущих: центральная абсорбция здесь не доходит даже до уровня непрерывного спектра, возросло отношение интенсивности красного эмиссионного компонента к интенсивности синего компонента и заметно сблизились вершины этих эмиссионных компонентов. Переход от профиля *б* к профилю *в* проще всего представить как появление дополнительной эмиссии, несколько смещенной в сторону положительных лучевых скоростей. Следует отметить, что такое существенное изменение профиля H_α произошло при практически неизменном блеске системы PU Vul.

По-видимому, новое изменение структуры профиля H_α имело место при заметном «поголубении» объекта Кувано—Хонда в ноябре 1982 г. К сожалению, наша последняя спектрограмма, полученная в декабре 1982 г., оказалась недодержанной и позволила определить лишь лучевую скорость одного эмиссионного компонента: $v_r = +75$ км/с. Согласно наблюдениям [40] в декабре 1982 г. профиль H_α в спектре PU Vul имел вид P Cyg профиля с лучевой скоростью эмиссионного компонента $v_r = +56$ км/с в январе 1983 г.; по-видимому, наша оценка лучевой скорости, полученная в декабре 1982 г., тоже относится к этому эмиссионному компоненту профиля типа P Cyg.

1.3.3. Лучевые скорости объекта Кувано—Хонда. Кроме детального рассмотрения профиля H_α, описанного выше, мы провели измерения лучевых

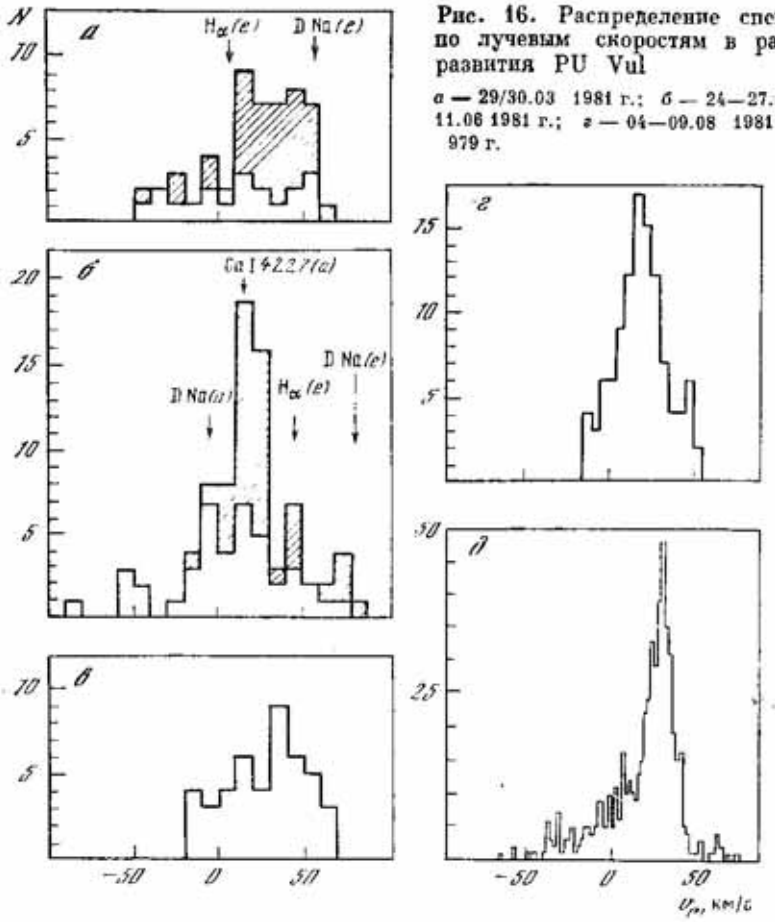


Рис. 16. Распределение спектральных линий по лучевым скоростям в различные моменты развития PU Vul

а — 29/30.03 1981 г.; *б* — 24—27.04 1981 г.; *в* — 06—11.06 1981 г.; *г* — 04—09.08 1981 г.; *д* — 01.09—10.10 979 г.

скоростей нескольких десятков спектральных линий на спектрограммах PU Vul. Такие измерения проводились нами по спектрам, полученным на ЭПИ-1 и на СП-110. Измерения ЭПИ-спектрограмм выполнены на компараторе ИЗА-2 и при этом в зависимости от интенсивности и ширины линии была достигнута точность одного измерения одной линии от 5 до 15 км/с. Измерения спектрограмм, полученных на СП-110, выполнены на астроспидометре САО АН СССР [41]. Для оценки точности таких измерений на этом же приборе были определены лучевые скорости линий в спектре γ Cyg, который также был получен на СП-110 с дисперсией 40 Å/мм, точность этих измерений оказалась равной 5—10 км/с.

Результаты наших измерений v_r представлены в виде гистограмм на рис. 16. На двух первых гистограммах (*а* и *б*), относящихся к периоду выхода системы PU Vul из глубокого минимума, когда в ее спектре были видны эмиссионные и абсорбционные детали, штриховкой отмечены данные по эмиссионным линиям. Две следующие гистограммы (*в* и *г*) относятся к наблюдениям в июне и в августе 1981 г. На рис. 16, *д* дана гистограмма, которая была построена Грицем, Хохолом и Грыгаром по четырем куде-спектрограммам с дисперсией 17 Å/мм, полученным на 2-м телескопе в Онджейове в сентябре — октябре 1979 г., она была кратко описана в заметке [38] и любезно предоставлена нам для опубликования в этой статье. На рис. 16, *д* чехословацкие коллеги выделяют совокупность собственно звездных линий, лучевые скорости которых можно представить нормальным распределением с центром $\tilde{v}_r = +30$ км/с и с дисперсией 6 км/с, и линии расширяющейся оболочки в интервале лучевых скоростей от −40 до +25 км/с с максимумом распределения около $v_r = +8$ км/с.

Рассмотрение рис. 16 позволяет отметить некоторые особенности в характере измеренных лучевых скоростей PU Vul. Так, сравнение гистограмм 1979 г. с нашими гистограммами 1981 г. показывает, что полная ширина распределений v_r не претерпела за два года существенных изменений. Бо́льшая эффективная ширина распределений 1981 г. по сравнению с соответствующей шириной в 1979 г. частично может быть обусловлена более низким разрешением наших спектрограмм и связанным с этим обстоятельством возрастанием роли блендирования линий. Действительно, распределение v_r по июньским спектрам, полученным с дисперсией 75 Å/мм, явно шире августовского распределения, полученного по спектрам с дисперсией 40 Å/мм.

Далее, средние лучевые скорости эмиссионных и абсорбционных линий от марта к апрелю 1981 г. практически не изменились, и разность этих средних скоростей $\bar{v}_{эм}-\bar{v}_{аб}$ составляла около +15 км/с. Однако v_r эмиссионных линий H_α и D Na за этот период возросли на 20—40 км/с, и такое изменение явно превосходит возможную ошибку определения этих величин.

Согласно рис. 16, *г* в августе 1981 г. лучевая скорость PU Vul была равна +20 км/с. В июле и в сентябре 1981 г. она составляла +24,6 и +27,9 км/с соответственно [42]. Близки к этим величинам оценки лучевой скорости PU Vul и в максимуме 1979 г.: +24 км/с согласно [42] и +28 км/с согласно [3] и [43]. В минимуме блеска в 1980 г. также были зарегистрированы весьма близкие к этим величинам лучевые скорости: +31 км/с [3] и +28 км/с [42].

В связи с практическим постоянством лучевой скорости PU Vul в ходе удивительных изменений ее блеска в 1979—1981 гг. весьма неожиданными оказались изменения лучевой скорости системы в 1982 г., когда блеск переменной находился в довольно устойчивом состоянии. На спектрах 12/13 и 13/14.07 1982 г., которые были получены для анализа профиля линии H_α, по десяти абсорбционным линиям (Ba II, Sc II, Si II, Ti II, Fe II) удалось оценить $v_r = -28$ км/с. Это существенное изменение лучевой скорости объекта Кувано—Хонда в середине 1982 г. подтвердили последующие наблюдения японских исследователей [40].

1.4. Поляриметрические наблюдения

Наши измерения линейной поляризации оптического излучения объекта Кувано — Хонда охватывают несколько наблюдательных сезонов. В сентябре—октябре 1979 г., когда переменная находилась в состоянии максимального блеска, мы провели такие наблюдения на 2,6-м рефлекторе (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории; использовался одноканальный поляриметр, $UBVOR_1$ полосы пропускания которого имели эффективные длины волн 0,36, 0,43, 0,54, 0,62 и 0,74 мкм [44, 45]. В октябре же 1979 г. поляриметрические наблюдения этого объекта были выполнены на пятицветном фотометре-поляриметре, установленном на 60-см телескопе обсерватории университета Турку в Финляндии; полосы пропускания этого прибора близки к стандартным *UBVRI*-полосам; их эффективные длины волн равны 0,36, 0,44, 0,53, 0,69 и 0,83 мкм [46, 47]. В мае 1980 г., когда блеск PU Vul быстро падал, ее поляризационные характеристики были определены на ЗТШ. В 1981 г. пятиканальный фотометр-поляриметр, идентичный работающему в Финляндии, был установлен на 125-см рефлекторе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории. Здесь с сентября 1981 г. по ноябрь 1982 г., когда объект Кувано—Хонда находился в состоянии максимального блеска после выхода из глубокого минимума, были проведены довольно длительные ряды поляриметрических измерений.

Методика наших наблюдений на ЗТШ была описана в [44, 45], предварительные результаты обработки этих наблюдений PU Vul в течение пяти ночей в 1979—1980 гг. были представлены в [2]. При наблюдениях на пятиканальном фотометре-поляриметре, установленном на АЗТ-11, в каждую ночь проводились несколько серий измерений, по четыре измерения в серии, из которых для каждого фильтра вычислялись средние за ночь значения степени поляризации p и позиционного угла плоскости поляризации θ с их среднеквадратичными ошибками. Длительность одного измерения составляла обычно

около 3 мин. Инструментальная поляризация определялась по наблюдениям ряда стандартных звезд и учитывалась при обработке наблюдений.

В табл. 12 дана полная сводка наших поляризационных наблюдений PU Vul. В столбцах таблицы последовательно указаны календарные даты наблюдений, юлианские дни, обозначения фильтров, средние за ночь значения параметров поляризации p и θ с их среднеквадратичными ошибками; в последнем столбце указано число измерений в данную ночь для наблюдений на пятиканальном фотометре-поляриметре или суммарное время измерений в каждом фильтре для наблюдений на ЗТШ.

Табл. 12 показывает, что поведение параметров поляризации оптического излучения PU Vul во время ее спокойного состояния, осенью 1979 г. и осенью 1981 г., резко отличается от их поведения во время активного состояния переменной в мае 1980 г. и в конце 1982 г. Для более определенного суждения о характере собственной поляризации PU Vul и ее изменениях во времени необходимо выделить эту собственную поляризацию из наблюдаемой, оценив межзвездный компонент поляризации в излучении системы.

1.4.1. Определение межзвездной поляризации. Немногочисленные поляризационные измерения объекта Кувано— Хонда, выполненные в Крыму в 1979—1980 гг., позволили нам получить предварительную оценку межзвездной поляризации, отнеся за ее счет всю ту небольшую поляризацию, которая наблюдалась в излучении системы осенью 1979 г.: $p_{max} = 0{,}34\%$, $\lambda_{max} = 0{,}64$ мкм и $\theta \approx 0°$ [2]. Длительный ряд наблюдений PU Vul в 1981 г. дает возможность уточнить эти результаты. Действительно, согласно табл. 12 в спокойном состоянии системы PU Vul наблюдалась небольшая по величине, на уровне 0,2—0,3%, поляризация с небольшими и нерегулярными вариациями как по величине, так и по направлению. Однако найденные нами по этим наблюдениям зависимости параметров поляризации от длины волны явно отличаются от аналогичных зависимостей для межзвездной поляризации: поворот плоскости поляризации с длиной волны и заметный рост степени поляризации в коротковолновую сторону спектра указывают, что наблюдавшаяся в спокойном состоянии поляризация излучения PU Vul является суперпозицией межзвездной и собственной поляризации.

Самое предварительное представление о межзвездной поляризации излучения PU Vul можно получить из рассмотрения положения этой системы в Галактике. Как известно [4], объект Кувано—Хонда находится довольно высоко над галактической плоскостью, около 800 пс, и межзвездная поляризация его излучения может возникнуть лишь на ближайших к нам 1—1,5 кпс, где луч зрения проходит через слой межзвездной пыли. Согласно [48—50] полное межзвездное поглощение в направлении на PU Vul ($l = 62°{,}8$, $b = -8°{,}7$) сравнительно невелико, оно определенно не превышает $1^m{,}8$, так что едва ли здесь можно ожидать большую межзвездную поляризацию даже далеких звезд. В табл. 13 собраны сведения о поляризации излучения звезд, расположенных на небе не далее 7° от PU Vul,— опубликованные данные и результаты наших измерений. Большинство звезд, вошедших в таблицу,— это сравнительно близкие объекты с $p < 0{,}2\%$, и при такой малой поляризации оценки θ неуверенны. У звезд с $p > 0{,}4\%$, для которых величина θ определяется достаточно надежно и в число которых входят самые далекие объекты табл. 13, направление плоскости поляризации заключено в диапазоне от 165 до 33°. Следовательно, можно думать, что в этом же диапазоне должно находиться и направление плоскости межзвездной поляризации излучения PU Vul, а величина этой поляризации не может быть заметно меньше 0,2%.

Более точную оценку параметров межзвездной поляризации для PU Vul можно получить методом разделения наблюдаемой поляризации на собственную и межзвездную, который был предложен Пёкертом и др. [58]. Этот метод основан на справедливом в подавляющем большинстве случаев предположении о независимости ориентации собственной и межзвездной поляризации от длины волны и на описываемой формулой Серковского зависимости степени межзвездной поляризации от длины волны:

$$p_\lambda^{мжз}/p_{max}^{мжз} = \exp[-1{,}15 \ln^2(\lambda_{max}/\lambda)], \quad (1)$$

Таблица 12

Наблюдения линейной поляризации PU Vul в 1979 — 1982 гг.

Дата	J. D. 2440000 +	Фильтр	p, %	σ_p, %	θ	σ_θ	T или N
21.09 1979 г.	4138,28	*U*	0,18	0,07	5,0	11,5	625 с
		B	0,40	0,05	172,2	3,4	156 с
		V	0,31	0,04	1,9	3,9	156 с
		*R*1	0,47	0,07	2,8	3,9	469 с
22.09	4139,35	*U*	0,35	0,07	166,3	5,3	622 с
		B	0,37	0,05	164,9	3,7	155 с
		V	0,38	0,04	175,4	3,2	155 с
		O	0,31	0,04	5,7	4,0	311 с
		*R*1	0,37	0,06	5,4	4,3	622 с
20.10	4167,30	*U*	0,12	0,10	162,3	19,1	14
		B	0,29	0,04	0,2	3,8	
		V	0,35	0,04	9,0	3,5	
		R	0,34	0,04	5,3	3,4	
		I	0,22	0,07	26,6	9,0	
21.10	4168,28	*U*	0,36	0,12	22,4	9,0	7
		B	0,36	0,04	179,4	3,3	
		V	0,38	0,06	0,5	4,9	
		R	0,38	0,04	8,7	3,3	
		I	0,39	0,06	6,3	4,7	
21.10	4168,32	*U*	0,23	0,09	12,1	10,9	935 с
		B	0,19	0,04	17,5	6,6	467 с
		V	0,23	0,03	163,8	4,2	467 с
		O	0,36	0,04	178,4	3,2	623 с
		*R*1	0,25	0,06	17,2	7,1	623 с
24.10	4171,25	*U*	0,52	0,14	5,2	7,8	5
		B	0,40	0,07	168,8	5,0	
		V	0,39	0,05	172,6	3,8	
		R	0,35	0,02	0,2	1,8	
		I	0,18	0,08	14,9	11,8	
14.05 1980 г.	4374,52	*U*	0,29	0,86	78,4	84,0	930 с
		B	0,92	0,12	126,1	3,8	620 с
		V	0,63	0,11	130,1	5,0	310 с
		*R*1	0,23	0,11	116,6	14,3	930 с
10.09 1981 г.	4858,34	*U*	0,21	0,07	163,6	9,3	4
		B	0,12	0,03	20,2	6,5	
		V	0,19	0,05	7,1	7,8	
		R	0,21	0,02	24,1	2,8	
		I	0,16	0,04	8,1	6,9	
11.09	4859,34	*U*	0,22	0,07	172,3	8,2	19
		B	0,11	0,03	1,3	6,2	
		V	0,14	0,03	23,9	6,5	
		R	0,12	0,02	12,6	4,8	
		I	0,10	0,03	20,6	8,7	
15.09	4863,35	*U*	0,23	0,04	165,4	5,3	24
		B	0,11	0,02	19,0	5,2	
		V	0,15	0,02	15,2	3,3	
		R	0,16	0,01	23,5	2,0	
		I	0,13	0,02	17,5	3,6	
18.09	4866,35	*U*	0,34	0,05	174,0	4,3	16
		B	0,17	0,03	11,3	4,4	
		V	0,18	0,03	22,0	4,2	
		R	0,21	0,02	20,9	2,1	
		I	0,20	0,02	24,1	3,1	
19.09	4867,35	*U*	0,32	0,04	177,5	3,6	24
		B	0,17	0,02	13,1	3,2	
		V	0,19	0,02	21,3	2,5	
		R	0,19	0,01	21,5	1,7	
		I	0,18	0,02	19,9	2,7	
21.09	4869,35	*U*	0,34	0,06	173,6	4,8	16
		B	0,20	0,03	0,2	4,1	
		V	0,18	0,03	19,2	5,1	
		R	0,19	0,02	22,2	3,0	
		I	0,19	0,02	17,6	3,1	
23.09	4871,36	*U*	0,32	0,05	179,4	4,3	16
		B	0,15	0,02	17,1	4,1	
		V	0,22	0,02	19,7	2,3	
		R	0,23	0,01	26,9	1,8	
		I	0,16	0,02	25,7	4,0	

Таблица 12 (*продолжение*)

Дата	J. D. 2440000+	Фильтр	p, %	σ_p, %	θ	σ_θ	T или N
30.09	4878,25	*U*	0,28	0,06	167,2	5,7	19
		B	0,19	0,02	2,5	2,9	
		V	0,17	0,02	8,0	3,2	
		R	0,20	0,02	14,3	2,4	
		I	0,19	0,02	19,3	2,8	
03.10	4881,23	*U*	0,23	0,05	155,4	6,4	24
		B	0,18	0,02	174,6	2,7	
		V	0,15	0,02	179,2	3,8	
		R	0,15	0,02	12,7	2,9	
		I	0,16	0,02	10,5	3,2	
17.10	4895,24	*U*	0,30	0,05	161,5	4,2	16
		B	0,33	0,02	172,9	1,5	
		V	0,29	0,02	178,9	2,4	
		R	0,26	0,02	2,7	1,7	
		I	0,24	0,02	11,2	2,4	
19.10	4897,24	*U*	0,29	0,05	161,7	4,5	16
		B	0,27	0,02	175,0	2,1	
		V	0,31	0,02	1,4	2,0	
		R	0,26	0,01	2,2	1,5	
		I	0,24	0,02	7,7	2,5	
23.06 1982 г.	5144,39	*U*	0,36	0,10	154,0	7,8	16
		B	0,36	0,03	165,6	2,6	
		V	0,32	0,04	173,0	3,3	
		R	0,29	0,02	174,9	2,2	
		I	0,27	0,03	8,9	2,7	
29.06	5150,45	*U*	0,46	0,07	170,0	4,4	15
		B	0,38	0,03	179,3	2,4	
		V	0,38	0,03	3,9	1,9	
		R	0,34	0,01	9,7	1,2	
		I	0,31	0,02	6,0	2,2	
04.07	5155,48	*U*	0,49	0,05	171,1	2,9	8
		B	0,42	0,04	7,6	2,4	
		V	0,43	0,05	4,0	3,0	
		R	0,35	0,04	7,6	1,5	
		I	0,27	0,04	8,2	3,8	
07.07	5158,50	*U*	0,25	0,28	167,6	24,2	
		B	0,70	0,06	7,4	2,4	
		V	0,53	0,07	12,4	3,9	
		R	0,47	0,04	9,2	2,2	
		I	0,36	0,06	10,2	4,9	
11.07	5162,42	*U*	0,66	0,05	176,7	2,2	8
		B	0,46	0,04	10,4	2,3	
		V	0,51	0,01	13,2	0,6	
		R	0,41	0,02	12,3	1,7	
		I	0,41	0,02	15,3	1,4	
12.07	5163,44	*U*	0,62	0,16	19,2	7,1	4
		B	0,50	0,07	11,7	4,1	
		V	0,49	0,05	10,9	3,1	
		R	0,43	0,03	13,2	1,9	
		I	0,41	0,02	11,0	1,7	
13.07	5164,49	*U*	0,57	0,09	180,0	4,5	8
		B	0,48	0,05	9,0	2,9	
		V	0,44	0,05	11,0	3,2	
		R	0,47	0,03	12,7	1,7	
		I	0,41	0,03	14,2	2,3	
16.07	5167,46	*U*	0,51	0,09	5,8	5,2	4
		B	0,69	0,03	11,8	1,3	
		V	0,47	0,09	11,2	5,3	
		R	0,49	0,07	14,3	3,8	
		I	0,47	0,06	13,8	3,3	
20.07	5171,47	*U*	0,72	0,10	5,1	3,8	8
		B	0,64	0,05	11,7	2,0	
		V	0,67	0,03	13,5	1,4	
		R	0,54	0,02	16,0	0,8	
		I	0,50	0,03	14,0	1,9	
22.07	5173,43	*U*	0,87	0,15	1,8	4,9	4
		B	0,77	0,08	12,4	3,0	
		V	0,74	0,04	17,2	1,4	

Таблица 12 (*продолжение*)

Дата	J. D. 2440000+	Фильтр	p, %	σ_p, %	θ	σ_θ	T или N
24.07	5175,48	*R*	0,55	0,03	17,0	1,6	8
		I	0,55	0,02	20,0	1,1	
		U	0,77	0,10	9,5	3,7	
		B	0,75	0,06	12,4	2,2	
		V	0,71	0,02	12,0	1,0	
27.07	5178,50	*R*	0,62	0,03	14,3	1,6	7
		I	0,50	0,03	15,6	1,8	
		U	0,68	0,07	2,7	2,8	
		B	0,76	0,06	9,6	2,1	
		V	0,66	0,03	9,7	1,1	
29.07	5180,45	*R*	0,49	0,03	12,6	1,6	12
		I	0,50	0,03	13,3	1,9	
		U	0,66	0,11	8,8	4,9	
		B	0,59	0,08	5,2	3,6	
		V	0,69	0,05	8,7	1,9	
30.07	5181,38	*R*	0,52	0,02	9,7	1,3	6
		I	0,44	0,03	8,5	2,2	
		U	0,81	0,10	3,0	3,5	
		B	0,69	0,05	5,4	2,2	
		V	0,61	0,04	6,0	1,9	
03.08	5185,37	*R*	0,51	0,03	11,1	1,6	8
		I	0,37	0,05	9,2	4,1	
		U	0,89	0,08	10,4	2,5	
		B	0,91	0,04	8,0	1,3	
		V	0,72	0,05	7,0	1,9	
05.08	5187,37	*R*	0,58	0,02	8,2	0,8	16
		I	0,59	0,04	10,9	1,7	
		U	0,67	0,09	11,1	3,9	
		B	0,85	0,05	7,4	1,6	
		V	0,69	0,04	9,7	1,7	
06.08	5188,38	*R*	0,59	0,02	11,7	1,0	8
		I	0,51	0,02	12,1	1,3	
		U	0,73	0,08	15,7	3,1	
		B	0,80	0,04	9,9	1,5	
		V	0,73	0,04	11,2	1,4	
08.08	5190,41	*R*	0,61	0,02	10,2	0,9	8
		I	0,51	0,02	11,1	1,3	
		U	0,87	0,08	14,0	2,5	
		B	0,83	0,04	17,8	1,3	
		V	0,65	0,03	15,6	1,5	
09.08	5191,40	*R*	0,60	0,02	14,5	0,9	8
		I	0,49	0,03	15,2	2,0	
		U	0,82	0,07	12,4	2,5	
		B	0,86	0,04	20,1	1,3	
		V	0,69	0,03	17,8	1,2	
14.08	5196,42	*R*	0,56	0,02	16,2	1,0	4
		I	0,53	0,04	18,6	1,9	
		U	0,99	0,11	8,2	3,2	
		B	0,87	0,04	21,0	1,3	
		V	0,74	0,04	22,9	1,7	
20.08	5202,47	*R*	0,52	0,04	21,3	2,1	8
		I	0,48	0,04	17,8	2,6	
		U	0,94	0,13	23,1	4,0	
		B	1,02	0,09	26,3	2,4	
		V	0,93	0,06	34,8	1,9	
22.08	5204,47	*R*	0,63	0,03	30,9	1,3	4
		I	0,52	0,03	31,4	1,9	
		U	0,77	0,11	31,5	4,1	
		B	0,81	0,06	35,3	2,2	
		V	0,73	0,05	33,7	2,0	
15.09	5228,35	*R*	0,57	0,03	34,0	1,5	7
		I	0,51	0,07	35,8	3,9	
		U	0,70	0,09	11,0	3,5	
		B	0,88	0,04	9,0	1,3	
		V	0,74	0,04	10,5	1,5	
		R	0,44	0,02	12,2	1,1	
		I	0,32	0,04	16,2	3,2	

Таблица 12 (*окончание*)

Дата	J. D. 2440000+	Фильтр	p, %	σ_p, %	θ	σ_θ	T или N
21.09	5234,31	U	0,82	0,06	4,6	2,2	10
		B	0,96	0,03	7,4	1,0	
		V	0,84	0,03	2,7	1,0	
		R	0,65	0,02	5,7	0,9	
		I	0,51	0,03	3,8	1,6	
23.09	5236,35	U	0,76	0,06	12,6	2,4	8
		B	0,91	0,05	8,3	1,5	
		V	0,81	0,03	7,9	1,1	
		R	0,58	0,01	8,0	0,7	
		I	0,54	0,04	8,3	1,9	
25.09	5238,27	U	0,94	0,12	18,5	3,7	8
		B	0,84	0,05	11,3	1,7	
		V	0,66	0,03	11,9	1,2	
		R	0,45	0,02	10,6	1,4	
		I	0,33	0,04	2,0	3,3	
06.10	5249,34	U	0,74	0,09	21,5	3,4	8
		B	0,61	0,04	20,0	1,7	
		V	0,62	0,02	20,9	1,1	
		R	0,42	0,02	20,6	1,0	
		I	0,28	0,03	21,3	3,0	
07.10	5250,28	U	0,79	0,06	18,9	2,1	8
		B	0,65	0,03	18,7	1,2	
		V	0,66	0,02	18,1	1,0	
		R	0,46	0,02	16,2	1,5	
		I	0,31	0,02	20,8	2,1	
14.10	5257,25	U	0,73	0,06	18,9	2,3	8
		B	0,55	0,04	20,2	2,0	
		V	0,45	0,03	16,7	2,1	
		R	0,39	0,02	15,6	1,5	
		I	0,31	0,0	13,2	3,1	
27.10	5270,23	U	0,35	0,06	35,5	4,9	8
		B	0,39	0,04	50,4	2,7	
		V	0,36	0,03	56,6	2,0	
		R	0,35	0,02	58,9	1,6	
		I	0,24	0,04	64,4	4,5	
30.10	5273,20	U	0,65	0,07	25,0	2,8	8
		B	0,52	0,03	31,1	1,6	
		V	0,43	0,03	40,8	2,1	
		R	0,38	0,02	44,0	1,4	
		I	0,29	0,03	44,8	2,7	
23.11	5297,20	U	0,55	0,09	4,9	4,5	8
		B	0,62	0,03	176,0	1,6	8
		V	0,56	0,03	170,4	1,3	2
		R	0,47	0,03	178,0	1,7	8
		I	0,37	0,03	0,2	2,2	8
26.11	5300,25	U	0,53	0,10	5,7	5,5	8
		B	0,63	0,04	173,1	1,8	
		V	0,55	0,05	1,5	2,5	
		R	0,41	0,02	179,7	1,3	
		I	0,34	0,05	173,3	3,8	
28.11	5302,25	U	0,59	0,10	173,6	5,0	8
		B	0,55	0,04	175,5	2,2	
		V	0,48	0,04	1,6	2,5	
		R	0,42	0,02	176,6	1,7	
		I	0,32	0,04	175,1	3,7	

где $p_{max}^{мжз}$ — максимальное значение степени межзвездной поляризации $p_\lambda^{мжз}$, $\lambda_{max}^{мжз}$ — длина волны этого максимума [62]. Измерения параметров наблюдаемой поляризации PU Vul в 1981 г. были невелики и форма волновых зависимостей $p_\lambda^{набл}$ и $\theta_\lambda^{набл}$ практически не менялась, так что можно рассмотреть средние за год значения параметров измеренной поляризации. Эти средние параметры поляризации приведены в табл. 14 и представлены на плоскости $q = p \cos 2\theta$, $u = p \sin 2\theta$ на рис. 17. Рисунок показывает, что средние значения параметров q_λ и u_λ хорошо ложатся на прямую, проведен-

Таблица 13

Поляризация света звезд в окрестности PU Vul

HD, BD	l	b	Sp	V	A_V	p_V, %	θ	Ссылка
188285	60°,3	−2°,4	B8	8^m0		0,4	178°	[51, 52]
+22° 3847	60,0	−2,6	B5 III	9,6	1^m17	2,0—2,3	15	[53] авт.
188308	59,6	−2,9	B0	8,6		0,5	165	[51, 52]
189929	61,4	−2,6	F0	6,7		0,7—0,04	1, 89	[51, 52] авт.
189477	61,4	−3,3	A0	9,1		0,3	6	[51, 52]
+22° 3881	60,9	−3,8	G0	9,2		0,6—0,1	17, 173	[51, 52] авт.
190166	60,7	−4,6	B1 Ia	6,5	1,32	1,2—1,5	32	[53, 54] авт.
190993	62,5	−4,6	B3 V	5,1	0,1	0,1	13	[52, 55, 56]
192044	65,9	−4,0	B8 V	5,9		0,1—0,2	149, 157	[57, 58]
192806	67,0	−4,0	K2 III	4,6		0,06	57	[59]
192836	62,0	−7,6	K1 III	6,2		0,02	10	[56]
192913	67,2	−4,2	A2м	6,7		0,02—1,1	9, 31	Авт., [60]
193248	62,2	−8,0	A3м	7,5		0,06	90	Авт.
193579	59,3	−10,4	K5 III	5,9	0,1	0,09	12	[56]
+21° 4165	62,5	−8,5	F8	9,0		0,09	3	Авт.
193859	62,5	−8,8	A0	7,9		0,07	14	Авт.
193911	65,0	−7,0	B8 Ve	5,4		0,07—0,3	81, 68	[58, 61]
195509	68,0	−7,4	K0 III	7,4	0,1	0,12	52	[59]
196362	68,0	−8,5	A5 III	6,4	0,3	0,19	44	[59]
196504	68,7	−8,7	B9	5,4		0,17	35	[56]
196821	65,2	−11,8	A0 III	5,9		0,04	43	[56]

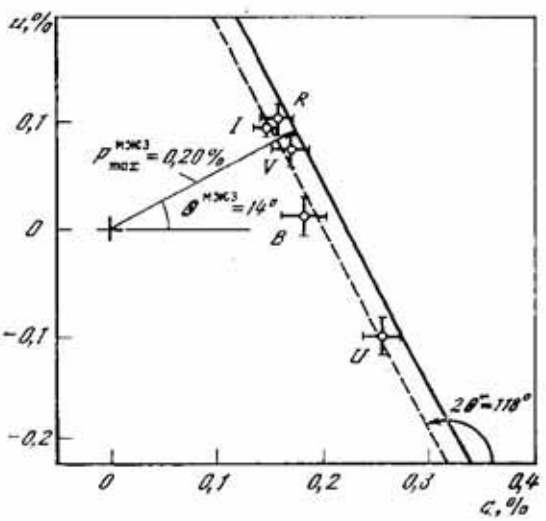
ную на рис. 17 штриховой линией, которая образует с осью абсцисс угол $2\theta^* = 118°$. Соотношения, приведенные в [58], позволяют по найденной величине θ^* и наблюдаемым параметрам q_λ и u_λ определить параметр межзвездной поляризации $\lambda_{max}^{мжз} = 0{,}56$ мкм и построить на рис. 17 прямую (сплошная линия), которая является геометрическим местом концов векторов $p_{max}^{мжз}$, проводимых из начала координат плоскости (q, u) и удовлетворяющих перечисленным выше условиям. Найденное нами по звездам окрестностей PU Vul предварительное значение $p^{мжз} \sim 0{,}2\%$ практически точно совпадает с наименьшим возможным значением $p_{max}^{мжз}$, определяемым кратчайшим расстоянием от начала координат на рис. 17 до указанной прямой. Этому наименьшему $p_{max}^{мжз}$ соответствует $\theta^{мжз} = 14°$ (см. рис. 17), и такой угол плоскости поляризации

Таблица 14

Результаты анализа поляризационных наблюдений PU Vul

Поляризация	Параметр	U	B	V	R	I
Средняя измеренная, 1981 г.	p_λ	0,28±0,02	0,18±0,02	0,19±0,02	0,19±0,02	0,18±0,01
	θ_λ	169±2	2±3	12±3	17±3	16±2
Межзвездная	p_λ	0,16	0,18	0,20	0,19	0,16
	θ_λ	14	14	14	14	14
Собственная, 14.05 1980 г.	p_λ	0,41±0,86	1,06±0,12	0,77±0,11	0,40±0,11	
	θ_λ	87±61	123±3	124±4	111±8	
Собственная, период максимума блеска 1981 г.	p_λ	0,21±0,02	0,08±0,02	0,02±0,02	0,02±0,02	0,02±0,01
	θ_λ	151±3	142±7	128±29	60±29	44±15
Максимум собственной поляризации, 20.08 1982 г.	p_λ	0,79±0,13	0,85±0,09	0,79±0,06	0,49±0,03	0,39±0,03
	θ_λ	25±5	29±3	40±2	37±2	38±2

Примечание. Измерения 14.05 1980 г. выполнены в полосах $UBVR_1$.



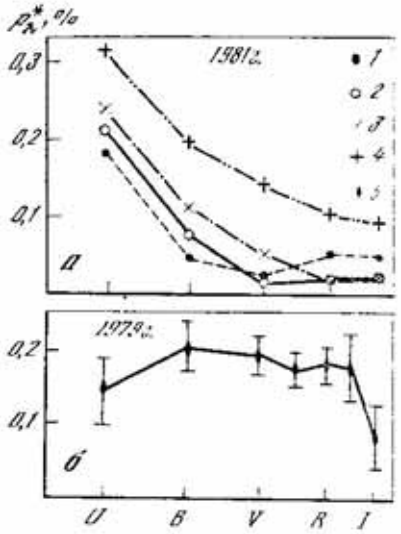


Рис. 17. К определению параметров межзвездной поляризации

Рис. 18. Собственная поляризация излучения PU Vul в периоды максимального блеска

1 — $\theta^{мжз} = 9°$, $p_{max}^{мжз} = 0,20\%$; 2 — $\theta^{мжз} = 14°$, $p_{max}^{мжз} = 0,20$; 3 — $\theta^{мжз} = 19°$, $p_{max}^{мжз} = 0,20\%$; 4 — $\theta^{мжз} = 30°$, $p_{max}^{мжз} = 0,24\%$; 5 — $\theta^{мжз} = 14°$, $p_{max}^{мжз} = 0,20\%$

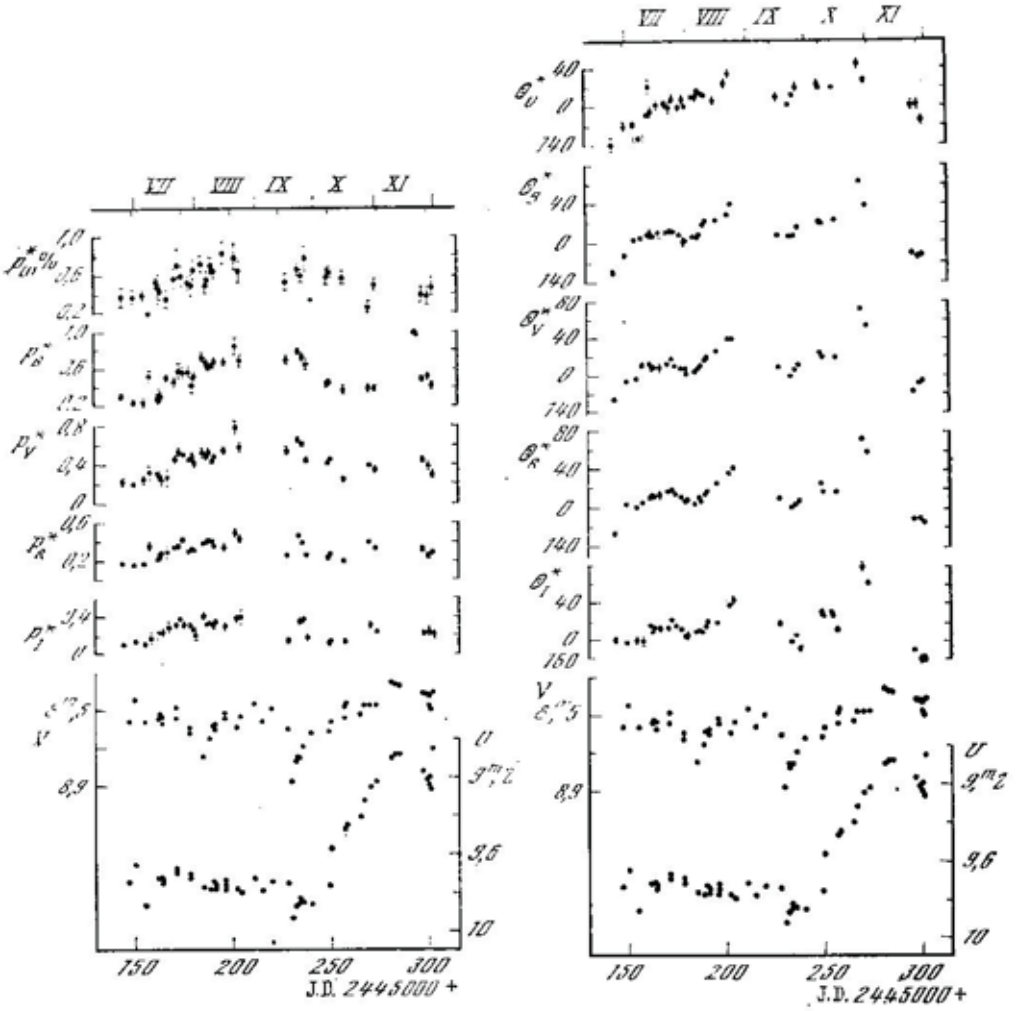
оказывается близким к середине того возможного диапазона значений этой величины, который был оценен нами по поляризации окрестных звезд.

Таким образом, межзвездный компонент поляризации в излучении PU Vul с достаточной уверенностью можно характеризовать следующими параметрами: $\lambda_{max}^{мжз} = 0,56$ мкм, $p_{max}^{мжз} = 0,2\%$ и $\theta^{мжз} = 14°$. Вычисленные по этим параметрам $p_\lambda^{мжз}$ для всех спектральных полос приведены в табл. 14.

1.4.2. Собственная поляризация излучения PU Vul в периоды устойчивого максимального блеска в 1981 и в 1979 г. Найденные выше величины $p_{max}^{мжз}$ и $\theta^{мжз}$ практически совпадают с соответствующими параметрами полной измеренной поляризации в 1981 г. в полосах R и I, что свидетельствует о малости собственной поляризации системы в этих областях спектра. Далее, согласно [58] угол θ^* на рис. 17 — это позиционный угол собственной поляризации PU Vul, и на рис. 18, *а* для такого угла θ^* представлены результаты векторного вычитания из полной наблюдавшейся в 1981 г. поляризации излучения PU Vul оцененного выше межзвездного компонента этой поляризации. Для оценки влияния некоторой неопределенности в полученном выше значении величины $\theta^{мжз}$, расчет параметров собственной поляризации PU Vul был выполнен для значений этого угла, равных 9, 14 и 19°, а также для $\theta^{мжз} = 30°$ — почти максимального значения, допустимого поляризацией окрестных звезд, при вычислениях для $\theta^{мжз} = 30°$ использовалась согласно рис. 17 величина $p_{max}^{мжз} = 0,24\%$.

Рис. 18, *а* показывает, что общей особенностью всех полученных кривых p_λ^* является более быстрый рост степени собственной поляризации излучения PU Vul в коротковолновую сторону, чем это можно ожидать для поглощающих сред. Такой результат наводит на мысль о рэлеевском рассеянии излучения системы на мелких частицах пыли или на молекулах в околозвездной среде. Наиболее вероятные значения p_λ^* и θ_λ^*, вычисленные для $\theta^{мжз} = 14°$, приведены в табл. 14.

На рис. 18, *б* представлены результаты векторного вычитания межзвездного компонента поляризации из наблюдаемой поляризации PU Vul, измеренной в 1979 г. Эти наблюдения были непродолжительны, и их рассмотрение дает менее уверенные результаты, чем данные за 1981 г. Однако из



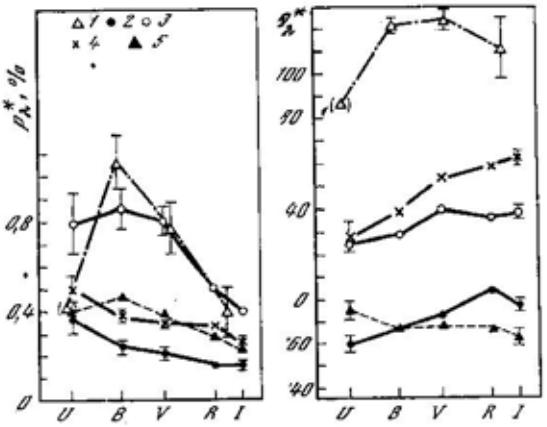


Рис. 19. Временной ход параметров собственной поляризации в период фотометрической активности PU Vul во второй половине 1982 г.

Рис. 20. Зависимость параметров собственной поляризации PU Vul от длины волны в периоды фотометрической активности системы

1 — J. D. 2444374, 2 — J. D. 2445150, 3 — J. D. 2445202, 4 — J. D. 2445273, 5 — J. D. 2445297—302

рис. 18 *б* определенно следует, что в 1979 г. не было роста p^*_λ в области коротких длин волн.

1.4.3. Собственная поляризация излучения PU Vul в периоды фотометрической активности системы. Предварительные оценки параметров собственной поляризации PU Vul в мае 1980 г., когда блеск системы быстро уменьшался, были получены в [2]. В табл. 14 даны уточненные значения этих пара-

метров, вычисленные с учетом уточненных выше параметров межзвездного компонента поляризации. Следует отметить, что параметры собственной поляризации PU Vul в этом состоянии резко отличались как от параметров межзвездной поляризации, так и от параметров собственной поляризации PU Vul в спокойном состоянии (см. табл. 14). Низкая точность измерения p_U 14.05.1980 г. не позволяет однозначно определить форму волновой зависимости p_λ^* в это время. Однако можно думать, что p_U^* в этот момент едва ли превышала p_B^*, так как в противном случае это было бы обнаружено даже при достигнутом уровне точности наблюдений. В целом, поляриметрические характеристики PU Vul в это время весьма напоминают соответствующие особенности R CrB при спуске этой переменной в минимум, когда согласно [63] зависимость p_λ имела характерную «выпуклую» форму с максимумом в области 4000 Å.

Продолжительный ряд наших поляриметрических измерений в 1982 г., с июня по ноябрь, охватывает период, когда при малых амплитудах изменения блеска PU Vul в системе происходили какие-то важные изменения: в июле—сентябре произошли два кратковременных ослабления блеска с необычными цветовыми характеристиками, в ноябре система заметно «поголубела», а затем было обнаружено существенное уменьшение лучевой скорости абсорбционного спектра. Физический смысл всех этих явлений пока неясен.

Степень собственной поляризации PU Vul уже в начале этого ряда измерений в *UBVRI*-полосах составляла 0,2—0,4%, уверенно превышая соответствующие величины в 1981 г. В дальнейшем p_λ^* постепенно возрастали от этих значений до величин 0,8% в *UBV*-полосах и до 0,4—0,5% в *R*- и *I*-полосах в августе 1982 г. В ходе последующего спада поляризации к концу наших наблюдений исходный уровень p_λ^* еще не был достигнут. Одновременно с p_λ^* заметно изменялся позиционный угол плоскости поляризации, причем эти изменения имели одинаковый характер во всех фильтрах. На рис. 19 представлен временной ход параметров собственной поляризации p_λ^* и θ_λ^* и соответствующие фрагменты кривой блеска PU Vul в полосах *V* и *U*; на рисунке видна четкая корреляция параметров поляризации с фотометрическими особенностями PU Vul: как с непродолжительными минимумами, наиболее выразительными в полосе *V*, так и с «поголубением» системы, наиболее заметным в полосе *U*.

На рис. 20 представлены волновые зависимости p_λ^* и θ_λ^* для периода быстрого падения блеска системы в мае 1980 г. и для нескольких характерных моментов развития PU Vul в 1982 г. Рисунок показывает, что если летом 1982 г. до начала фотометрической активности (J. D. 2445150), волновая зависимость собственной поляризации p_λ^*, как и в 1981 г., имела определенный рост в сторону коротких длин волн, то в период осенней активности 1982 г. степень поляризации заметно возросла и зависимость p_λ^* стала «выпуклой».

Таким образом, наши поляриметрические наблюдения позволяют выявить следующие характерные особенности собственной поляризации PU Vul в ходе ее развития в течение четырех лет. В максимуме 1979 г. система обладала весьма малой поляризацией, не позволяющей делать сколько-нибудь уверенные заключения о ее физической природе. При спуске в глубокий минимум 1980 г. появилась сильная поляризация, волновая зависимость которой напоминала «выпуклую» p_λ, обнаруженную в активной фазе R CrB. После выхода из этого минимума возникла и в течение долгого времени сохранялась небольшая по величине p_λ^*, растущая в область коротких длин волн. А во время активности осенью 1982 г. собственная поляризация PU Vul вновь приобрела черты, близкие к тем, что были в мае 1980 г., хотя тогда блеск переменной находился на уровне $V \sim 10^m8$, а осенью 1982 г. он был близок в 8^m4.

2. Анализ наблюдений пекулярного объекта Кувано — Хонда

Описанные выше результаты наблюдений PU Vul позволяют существенно уточнить представления об этом пекулярном объекте. Выделим в анализе наблюдений три основных момента: выяснение физического статуса вспыхнувшего (горячего) компонента системы, уточнение параметров М-гиганта и выяснение физического смысла глубокого минимума блеска системы в 1980 г.

2.1. Физический статус горячего компонента системы PU Vul в максимуме блеска

2.1.1. Спектроскопический анализ. Наша количественная спектральная классификация горячего компонента системы PU Vul [3] обнаружила хорошее соответствие абсорбционного спектра этого объекта со спектром сверхгиганта F; описанные выше спектрофотометрические наблюдения (см. рис. 2) показали, что относительные распределения энергии в непрерывном спектре этого объекта и в спектре нормального сверхгиганта F5 Ib α Per практически совпадают. Эти обстоятельства дают основание применить к горячему компоненту системы PU Vul стандартный метод кривой роста.

Анализ атмосферы горячего компонента PU Vul методом кривой роста был выполнен нами по куде-спектрограммам, полученным в сентябре 1979 г. на 2-м телескопе обсерватории Онджейов в синей области спектра с дисперсией 17 Å/мм, и по спектрограммам, полученным в августе 1981 г. с дисперсией 40 Å/мм на 2,6-м рефлекторе им. академика Г. А. Шайна. Такой количественный анализ наблюдений был проведен независимо для каждого из двух указанных периодов максимального блеска системы. Мы придерживались

Таблица 15

Параметры атмосферы горячего компонента системы PU Vul и нормального сверхгиганта γ Cyg

Параметр	PU Vul		γ Cyg
	1979 г.	1981 г.	
$T_{возб}$, К	6300		5800
$\lg P_e$	0,10	—0,18	—0,25
ξ_t, км/с	5,5	6,0	7,0

методики, детально описанной в [36], где методом кривой роста были исследованы атмосферы трех сверхгигантов F.

Как и в [36], в качестве теоретической кривой роста использовалась кривая, рассчитанная Врубелем для параметра $B^0/B^1 = 1/3$. Первоначально были построены кривые роста для Fe I, Fe II и Ti II. Для анализа отбирались только неблендированные линии, отмеченные в табл. 10 и 11 звездочками. Исходя из оценки спектрального класса, температура возбуждения была принята равной 6300 К. Результаты определения микротурбулентной скорости ξ_t, которые были получены по линиям Fe II, приводятся в табл. 15. (Отметим, однако, что величина ξ_t, полученная по линиям Ti II, близка к 7,5 км/с как для 1979 г., так и для 1981 г.) Затем методом, описанным в [36], мы определили значение электронного давления и попытались уточнить температуру возбуждения. Оказалось, что принятое нами предварительное значение температуры возбуждения может быть использовано в дальнейшем анализе без изменений. Последующее определение химического состава проводилось при параметрах атмосферы, приведенных в табл. 15; для сопоставления в таблице приведены также соответствующие параметры атмосферы сверхгиганта γ Cyg [36].

Таблица 16

Химический состав атмосфер горячего компонента системы PU Vul, Солнца и нормального сверхгиганта γ Cyg

Элемент	Логарифм относительного содержания ($\lg \varepsilon_H = 12$)				Элемент	Логарифм относительного содержания ($\lg \varepsilon_H = 12$)			
	PU Vul		Солнце	γ Cyg		PU Vul		Солнце	γ Cyg
	1979 г.	1981 г.				1979 г.	1981 г.		
C I	⩽8,2	⩽8,6	8,61	7,95	Ni II	6,0		6,21	6,16
Mg I		7,1	7,60	7,12	Y II	2,6	2,6	2,24	2,11
Si II		7,3	7,55	7,30	Zr II	2,9	3,2	2,56	3,17
Ca I	6,0	6,1	6,36	6,21	Ba II	⩾2,4:	3,1	2,40	3,49
Sc II	3,2	3,1	3,05	3,25	La II	2,2		1,13	1,67
Ti II	5,2	5,1	4,85	4,86	Ce II	1,7		1,55	1,76
V II	4,0:		4,00	4,17	Pr II	⩽0,3		0,83	0,82
Cr II	5,2	5,6	5,50	5,30	Nd II	⩽1,3		1,26	1,34
Mn I	5,3		5,55	5,18	Eu II	⩽0,9		0,70	0,83
Fe II	7,0	7,3	7,56	7,38					

Точность наших определений содержания элементов ограничена двумя обстоятельствами. Во-первых, эквивалентные ширины большинства используемых нами линий велики, и эти линии попадают на «затухающую» часть кривой роста; при этом небольшая ошибка в определении турбулентной скорости приводит к заметным ошибкам в оценках содержания элементов. Во-вторых, для спектров с дисперсией 40 Å/мм затруднен учет блендирования линий. Имея в виду эти обстоятельства, рассмотрим результаты определения содержания элементов в атмосфере PU Vul, представленные в табл. 16. Во втором и третьем столбцах этой таблицы даны результаты анализа спектров PU Vul 1979 и 1981 г. соответственно, в четвертом столбце — содержание элементов в солнечной атмосфере и в пятом — в атмосфере сверхгиганта γ Cyg [36]. Отметим, что всюду применялась одна и та же система сил осцилляторов. На рис. 21, построенном по данным табл. 16, представлены содержания элементов в атмосферах PU Vul и γ Cyg, отнесенные к солнечному содержанию: точки и крестики обозначают данные для PU Vul 1979 г. и 1981 г. соответственно, квадратики — для γ Cyg.

Рассмотрение табл. 16 и рис. 21 позволяет заключить, что, несмотря на некоторые систематические различия в измеренных эквивалентных ширинах в спектрах PU Vul 1979 и 1981 г., не существует ощутимых различий между результатами определения содержания элементов для этих двух эпох максимального блеска системы. Наибольшее различие в случае хрома заведомо меньше возможной ошибки разности двух величин, каждая из которых определяется с точностью не лучше (0,2—0,3) *dex*. Далее, для элементов от Ca до Fe, последовательно располагающихся в одной строке таблицы Менделеева, четко прослеживается «волна» в относительном содержании с максимумом для титана и минимумом — для железа. По сравнению с солнечным содержанием обнаруживается избыток иттрия, циркония, бария и лантана, кривые роста для которых построены достаточно уверенно. Существенно, что обе отмеченные особенности химического состава атмосферы горячего компонента PU Vul имеют место и в атмосфере нормального сверхгиганта γ Cyg [36].

В связи с обнаруженным избытком иттрия и лантана в атмосфере вспыхнувшего компонента PU Vul следует напомнить о значительном числе эмиссионных линий этих элементов в спектре PU Vul весной 1981 г., в период выхода системы из глубокого минимума. Качественный анализ этого эмиссионного спектра позволил нам предположить, что вероятной областью возникновения такого спектра являются внешние слои атмосферы М-гиганта, нагретые вспыхнувшим компонентом системы. То обстоятельство, что в атмо-

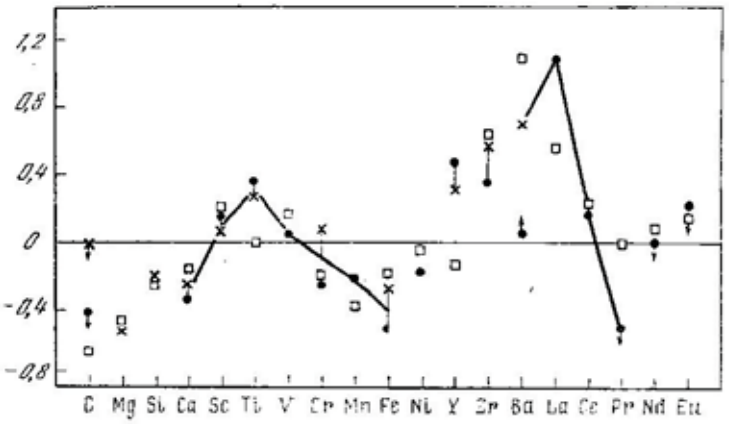


Рис. 21. Химический состав атмосфер PU Vul и γ Cyg, нормированный относительно химического состава солнечной атмосферы (по оси ординат $\lg \varepsilon(\mathrm{El})_* - \lg \varepsilon(\mathrm{El})_\odot$)

сфере вспыхнувшего компонента наблюдается избыток тех же элементов, приводит теперь к следующей альтернативе: либо сходство химического состава атмосфер обоих компонентов PU Vul можно рассматривать как результат эффективного перетекания вещества с M-гиганта на вспыхнувший компонент, причем вспышка не повлияла на химический состав видимых внешних слоев горячего компонента, либо эмиссионный спектр, зарегистрированный весной 1981 г., формировался во внешних слоях горячего, а не холодного компонента, и возникновение его в какой-то степени подобно вспышке хромосферной эмиссии, наблюдаемой при солнечном затмении, причем роль Луны, закрывающей яркую фотосферу Солнца, в период пониженного блеска PU Vul играло некоторое непрозрачное нестационарное образование.

Особого внимания заслуживает содержание углерода. Мы рассмотрели деталь в спектре, соответствующую сильнейшей линии C I λ5052,15 Å. Если ее эквивалентную ширину, измеренную по спектрограммам с дисперсией 40 Å/мм, 0,31 Å, отнести целиком к линии углерода, то мы получим верхнюю оценку содержания этого элемента в атмосфере PU Vul $\lg \varepsilon$ (C) = 8,6, совпадающую с оценкой содержания углерода в солнечной атмосфере. Однако вероятнее всего, что эта деталь искажена линией Fe I λ5051,64 Å (мультиплет 16). Поэтому возможно, что более надежная оценка получается при рассмотрении углеродных линий шестого мультиплета: λ 4770,00, 4775,87 и 4771,72 Å, уверенно зарегистрированных на спектрах с дисперсией 17 Å/мм. Первая из указанных линий блендирована, а две оставшиеся дают оценку $\lg \varepsilon(\mathrm{C}) \leqslant 8{,}2$, которая близка к оценке содержания углерода в атмосферах сверхгигантов.

Таким образом, анализ атмосферы горячего компонента системы PU Vul позволяет заключить, что электронное давление, турбулентная скорость и химический состав этой атмосферы очень близки к соответствующим параметрам атмосферы хорошо изученного сверхгиганта F8 Ib γ Cyg; лишь эффективная температура γ Cyg несколько ниже, но это обстоятельство согласуется с несколько более ранним спектральным классом PU Vul, F5.

Если учесть уточненные ниже (см. 2.2) оценки расстояния ($r = 5{,}3$ кпс) и межзвездного поглощения ($A_V = 1^m{,}2$) до PU Vul, то величина $V = 8^m{,}5$, наблюдавшаяся в период устойчивого максимума системы в 1981—1982 гг., соответствует абсолютной величине $M_V = -6^m{,}3$. Абсолютные величины нормальных сверхгигантов F близки к -6^m [64]. Таким образом, возникший у нас «на глазах» горячий компонент системы PU Vul практически неотличим от нормальной звезды высокой светимости ни по физическим условиям в атмосфере, ни по ее химическому составу, ни по абсолютной светимости. Согласно [64] при $M_V = -6^m$ сверхгигант F5 имеет радиус $79\,R_\odot$; следовательно, при $M_V = -6^m{,}3$ радиус горячего компонента PU Vul составляет $91\,R_\odot$. Если аналогичный пересчет сделать от F5-звезды главной последовательно-

сти, $M_V = +3^m4$ и $R = 1{,}2\ R_\odot$, то получим 109 $R_\odot$. В дальнейшем мы будем считать радиус горячего компонента PU Vul равным 100 $R_\odot$.

Начало вспышки PU Vul не было зарегистрировано. Но если проэкстраполировать кривую блеска, приведенную в [65], то получим, что это событие произошло в самом конце 1977 г. или в январе — начале февраля 1978 г. В таком случае фаза возгорания объекта Кувано — Хонда длилась 420 ± ± 30 сут. Если за это время возник сверхгигант с $R = 100\ R_\odot$, то внешняя граница вещества, образующего атмосферу этого объекта, должна была двигаться со средней скоростью 1,9 км/с. Такая скорость в 4 раза меньше найденной турбулентной скорости в этой звездной атмосфере и не выходит за пределы ошибок выполненных к настоящему времени оценок лучевой скорости.

2.1.2. Фотометрический и колориметрический анализ и динамические оценки. Как уже отмечалось, в максимуме 1979 г. система PU Vul претерпевала небольшие по амплитуде колебания блеска с характерным временем около 78 сут [9]. В максимуме 1981—1982 гг. эти циклические колебания были менее выражены, но во второй половине 1982 г. дважды происходили непродолжительные ослабления блеска, а в конце года произошло заметное «поголубение» системы. Возникает вопрос о природе этих малых изменений блеска.

Как известно, колебания блеска — довольно распространенный феномен у звезд высокой светимости. Однако среди всего разнообразия пульсирующих звезд (см. [64]) нет объектов, которые имели бы тот же спектральный класс и одновременно близкие по порядку величины амплитуды и периоды, как у горячего компонента PU Vul. Так что динамическая структура этого компонента должна существенно отличаться от структуры нормальных сверхгигантов. Вместе с тем величина в десятки суток близка к характерному гидродинамическому времени, которое можно ожидать у газовой оболочки с радиусом и температурой горячего компонента PU Vul. Действительно, гидродинамическое время, т. е. временной интервал, необходимый для прохождения слабого возмущения вдоль радиуса оболочки, вычисляется как

$$t_{\text{гидр}} = \int_{r_0}^{R} \frac{dr}{c(r)}, \qquad (2)$$

где $c(r)$ — местная скорость звука. Если считать $c(r) = \text{const}$ и равной скорости звука для $T = 6300$ К, а $R \gg r_0$, то $t_{\text{гидр}} = 86$ сут. Для более точной оценки можно считать, что температура в оболочке возрастает с глубиной по закону $T \propto r^{-1}$, и тогда $t_{\text{гидр}} = 58$ сут.

С другой стороны, весьма вероятно, что горячий компонент состоит из плотного, возможно, вырожденного ядра и протяженной оболочки, возникшей при вспышке и содержащей ничтожную долю массы этого компонента. Масса ядра не может заметно превышать 1 $M_\odot$, так как PU Vul находится высоко над галактической плоскостью [4] и, следовательно, принадлежит к старому галактическому населению, где уже нет массивных объектов. Тогда эта протяженная оболочка может совершать в гравитационном поле ядра радиальные колебания с периодом, близким к величине

$$P = 2\pi \sqrt{l/g} = 2\pi\, [(100 R_\odot)^3/g_\odot]^{1/2} = 117 \text{ сут}. \qquad (3)$$

При оценке периода колебаний в поле тяжести в качестве «длины маятника» l лучше брать не полный радиус оболочки, а радиус той сферы, которая делит массу оболочки на две равные части. Если оболочка однородна по плотности, то $l_{\text{эф}} = 2^{-1/3} l$ и $P = 83$ сут; если плотность оболочки растет с глубиной по закону $\rho \propto r^{-1.5}$, то $l_{\text{эф}} = 2^{-4/3}\, l$ и $P = 58$ сут; если же $\rho \propto r^{-2}$, то $l_{\text{эф}} = 2^{-1}\, l$ и $P = 41$ сут.

Оценим ожидаемую амплитуду скорости, связанной с такими радиальными колебаниями оболочки. Поскольку оболочка непрозрачна (мы имеем нормальный абсорбционный спектр в оптической области, где находится максимум излучения), то ее светимость может меняться за счет вариаций радиуса и температуры:

$$L_V \propto R^2 B_V(T) \qquad (4)$$

или

$$-\Delta V = 1{,}1\left[2\frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta B_V\,(6300\ \text{K})}{B_V\,(6300\ \text{K})}\right], \tag{5}$$

откуда

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{1}{2}\left[0{,}92\Delta V + 4{,}2\frac{\Delta T}{T}\right]. \tag{6}$$

Наблюдения 1979 г. обнаружили наряду с малыми колебаниями блеска колебания цвета примерно такой же амплитуды: $\Delta V \approx \Delta\,(B - V) \approx 0^m.15$. Согласно [64] в области сверхгигантов F такое изменение цвета соответствует изменению эффективной температуры на 430 К. Но если при таком повышении температуры величина V уменьшается на $0^m.15$, то согласно (6)

$$\Delta R/R = -0{,}075. \tag{7}$$

Иными словами, как и другие пульсирующие звезды, горячий компонент системы PU Vul при сжатии становится более горячим. Средняя скорость радиальных колебаний оценивается тогда с помощью соотношения

$$v = \frac{\Delta R}{P/2} = \frac{0{,}075R}{P/2} = 1{,}5\ \text{км/с}. \tag{8}$$

Очевидно, что имеющиеся спектральные данные не позволяют обнаружить непосредственно столь малые колебания скорости, амплитуда которых оказалась практически совпадающей с ожидаемой величиной средней скорости расширения фотосферы вспыхнувшего объекта. Но тщательная спектральная классификация в различных фазах этих колебаний, возможно, позволила бы обнаружить изменение спектра на 2—3 спектральных подкласса. К сожалению, все достаточно плотные спектрограммы, полученные в 1979 г. в Онджейове, относятся к одной фазе этих колебаний.

Рассмотрим теперь треки PU Vul, обусловленные малыми колебаниями блеска, на двухцветной диаграмме ($B - V$, $U - B$) — см. рис. 22. Сплошная кривая на графике соответствует последовательности нормальных сверхгигантов, прямая штриховая линия — линия нарастания межзвездного поглощения [66]. Двойной светлый кружок отмечает положение на диаграмме системы PU Vul в спокойный период максимума 1981—1982 гг. Это положение соответствует сверхгиганту A7, «покрасневшему» на $A_V = 2^m.2$. Более правдоподобно, однако, что это сверхгигант F5, «покрасневший» на $A_V = 1^m.3$ и сдвинутый на двухцветной диаграмме вверх на величину $\Delta\,(U - B) \approx -0^m.1$ за счет некоторого избытка ультрафиолетового излучения (см. рис. 2) и (или) за счет возможной ошибки в нуль-пункте шкалы этого показателя цвета.

Темные кружки на рис. 22 обозначают положения PU Vul на двухцветной диаграмме в различных фазах обсуждавшихся выше циклических колебаний блеска 1979 г. Расположение этих кружков не противоречит рассмотренной выше схеме радиальных колебаний вспыхнувшего компонента системы. Однако следует отметить, что отрезок последовательности сверхгигантов F0 — G0 практически параллелен линии нарастания межзвездного поглощения. Поэтому колориметрические свойства малых колебаний блеска PU Vul не противоречат также модели периодически возникающего и исчезающего пылевого слоя.

На рис. 22 крестиками даны положения PU Vul во время двух непродолжительных ослаблений блеска в июле — сентябре 1982 г. Как отмечалось в п. 1.1, эти ослабления блеска имели примерно одинаковую амплитуду в полосах B и V и были незаметны в полосе U. Смысл этих явлений остается неясным.

Светлые кружки на рис. 22 соответствуют положениям PU Vul в конце 1982 г., когда происходило «поголубение» системы. Штрихпунктирная кривая, проходящая через эти значки, соответствует ветви сверхгигантов, смещенной на $A_V = 1^m.6$ от нормального положения. (Учет возможного сдвига PU Vul на $\Delta\,(U - B) \approx -0^m.1$ уменьшит эту оценку A_V не более чем до $1^m.5$.)

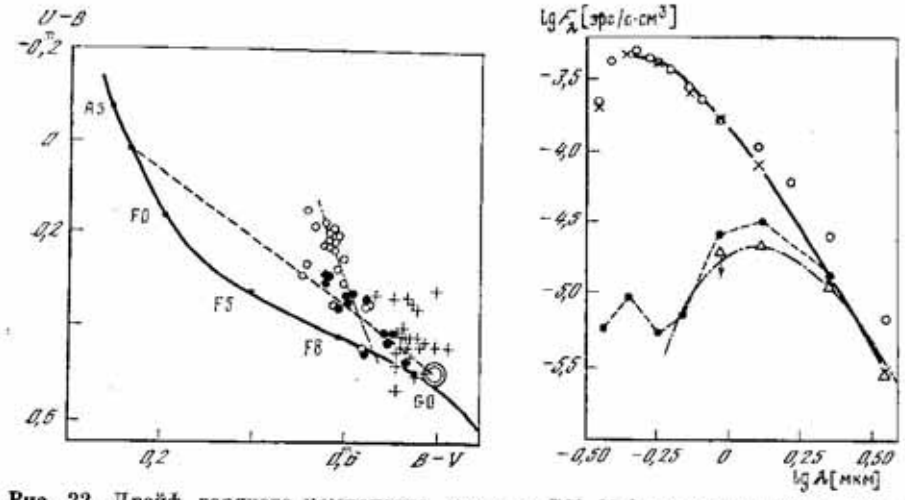


Рис. 22. Дрейф горячего компонента системы PU Vul по двухцветной диаграмме в ходе малых изменений яркости в эпоху максимального блеска

Рис. 23. К определению эффективной температуры М-гиганта, входящего в систему PU Vul

Если указанное «поголубение», действительно, происходило вдоль ветви сверхгигантов, то спектр PU Vul должен был измениться при этом от F5 до позднего или даже до среднего подкласса A, а радиус уменьшиться на 15 — 20%. Заметим, что уменьшение радиуса горячего компонента может происходить не только за счет реального сжатия внешних слоев, но и при рассеянии наружных частей оболочки и понижения эффективного уровня фотосферы.

2.2. Уточнение параметров М-гиганта системы PU Vul

Как известно, с помощью инфракрасных наблюдений Бенсаммар и др. [14] обнаружили в PU Vul присутствие холодного компонента. В работе [4] мы отождествили этот компонент с М-гигантом и использовали его в качестве «стандартной свечи» для оценки расстояния и межзвездного поглощения до объекта Кувано — Хонда. Наши новые наблюдения позволяют уточнить эти результаты.

Бенсаммар и др. оценили температуру холодного компонента $T = 3200$ К, представив все излучение PU Vul в полосах $JHKLM$, зарегистрированное в период максимума 1979 г., единой планковской кривой. Однако из рис. 2 следует, что в фазе максимума горячий компонент полностью определяет излучение системы PU Vul в визуальной области, и поэтому он должен давать заметный вклад и в ИК-диапазон, по крайней мере в ближней ИК-области. В таком случае максимум в суммарном распределении F_ν^Σ, представленном в [14], смещен относительно максимума в спектре М-гиганта в коротковолновую область и определяемая по максимуму суммарного распределения температура завышена относительно температуры холодного компонента системы. Рассмотрим этот вопрос детальнее.

На рис. 23 светлыми кружками представлено распределение энергии в спектре PU Vul в период максимума 1981—1982 гг.; в отличие от рис. 5 представленное здесь распределение исправлено за межзвездное поглощение $A_V = 1^m.2$. Далее, крестиками на рис. 23 дано распределение энергии в спектре α Per, заимствованное из [5], исправленное за межзвездное поглощение $A_V = 0^m.24$ и смещенное по оси ординат до наилучшего совмещения в оптическом диапазоне с распределением энергии в спектре PU Vul; проведенная по крестикам сплошная кривая соответствует чернотельному излучению с температурой 6300 К. Сравнение распределений энергии в спектрах PU Vul и α Per обнаруживает ИК-избыток в излучении PU Vul, и треуголь-

никами на рис. 23 дано распределение энергии в спектре этого избыточного излучения. Крайний левый треугольник со стрелкой отмечает верхнюю границу избыточного излучения, возможного при ошибке определения величин F_λ в 12%. Штрихпунктирная кривая, проходящая через треугольники, соответствует чернотельному излучению с температурой 2400 К, и фотометрические измерения PU Vul в области $\lambda > 7000$ Å, выполненные в период глубокого минимума 1980 г. (темные кружки), неплохо согласуются с этой кривой.

Таким образом, цветовая температура холодного компонента PU Vul близка к 2400 К. Согласно [67, 68] такой температуре соответствуют гиганты M6,5. Эта оценка спектрального класса не противоречит нашим прежним спектроскопическим результатам. Действительно, согласно [3] спектральный класс холодного гиганта в PU Vul M5 ± 1. Но эта классификация была выполнена по глубинам молекулярных полос, измеренных в период пониженного блеска системы, когда в излучении PU Vul определенно присутствовало дополнительное непрерывное излучение, замывающее скачки у голов молекулярных полос (см. п. 2.3). Поэтому M5 ± 1 — это лишь «верхний» предел спектрального класса M-гиганта в системе PU Vul со стороны ранних спектральных классов. С другой стороны, сам факт существования молекулярной полосы окиси ванадия λ5737 Å свидетельствует о спектральном классе более позднем, чем M5.

Рассмотрим теперь вопрос о расстоянии и межзвездном поглощении до PU Vul при уточненной спектральной классификации.

Согласно [69] для гиганта M6 абсолютная величина $M_V = -0^m.5$ и истинный показатель цвета $B-V = +1^m.6$. Тогда абсолютная величина $M_B = +1^m.1$ и остается в силе полученное в [4] соотношение

$$5\,(\lg r + 2) + 1{,}22 A_V = 15{,}0, \qquad (9)$$

связывающее расстояние до PU Vul r (в кпс) и межзвездное поглощение A_V. В силе остается и рис. 1 из [4], который дает графическое решение уравнения.

Как уже упоминалось, согласно [48—50] $A_V < 1^m.8$, так что $r > 3{,}6$ кпс. Согласно [4] эквивалентные ширины межзвездных линий поглощения приводят к оценке $r = 5{,}1$ кпс. Далее, как показало рассмотрение треков PU Vul на двухцветной диаграмме во время поярчания системы в конце 1982 г., возможно, что межзвездное поглощение достигает $1^m.6$; тогда из (9) следует $r = 4{,}1$ кпс. Наконец, сравнение измеренных нами KL величин PU Vul с абсолютными величинами M_K и M_L по [69] позволяет получить оценки r, не зависящие от межзвездного поглощения: учитывая согласно рис. 23 ту долю общего ИК-излучения PU Vul, которая приходится в полосах KL на M-гигант, находим практически совпадающее по обеим ИК-полосам оценки $r = 6{,}8$ кпс.

Средняя по этим независимым оценкам величина $r = 5{,}3$ кпс и соответствующее ей поглощение $A_V = 1^m.2$ не отличаются, по-видимому, от истинных более чем на 20—30%. Такие значения мы и приняли во всей этой работе.

2.3. Физический смысл глубокого минимума блеска системы PU Vul в 1980—1981 гг.

Обсуждая наиболее интригующую особенность кривой блеска PU Vul по наблюдениям 1979—1980 гг.— в 5 раз более быстрый спад блеска по сравнению с его ростом к максимальному 1979 г., мы отмечали возможную аналогию с затмением в симбиотической системе во время вспышки или с временным ослаблением блеска, наблюдавшимся у ряда медленных новых [4]. Последующие наблюдения объекта Кувано—Хонда позволяют, по-видимому, отвергнуть модель затмения и дают важные аргументы в пользу родства системы PU Vul и медленных новых.

2.3.1. Модель затмения. При наблюдении вспышки CI Cyg в 1975 г. было зарегистрировано очередное затмение, в ходе которого блеск этой симбиотической системы примерно за 20 сут ослабел на $\Delta m_V \sim 2^m.3$ [70]. Нисходящая ветвь этого затмения была более крутой, чем восходящая ветвь

кривой блеска вспышки, которая началась незадолго до начала затмения, и это обстоятельство дало нам основание подозревать такой же механизм ослабления блеска объекта Кувано—Хонда в 1980 г. [4]. По имевшейся тогда в нашем распоряжении нисходящей ветви мы грубо оценили вероятные параметры орбиты PU Vul. Повторим эти оценки, располагая данными обо всем эпизоде временного ослабления блеска объекта Кувано—Хонда.

Из закона Кеплера

$$a_1 + a_2 = P^{2/3} (M_1 + M_2)^{1/3} \tag{10}$$

и очевидного равенства

$$\pi (a_1 + a_2) = v_{орб} P, \tag{11}$$

где $V_{орб}$ — средняя скорость движения компонента системы по орбите, вытекают следующие соотношения:

$$P = (\pi/V_{орб})^3 (M_1 + M_2),$$

$$a_1 + a_2 = (\pi/V_{обр})^2 (M_1 + M_2). \tag{12}$$

Как уже отмечалось, PU Vul — старая система, поэтому будем считать $M_1 = M_2 = 1M_\odot$. Далее, скорость относительного движения компонентов системы в картинной плоскости

$$v = (D_M + D_F)/\Delta t, \tag{13}$$

где D_F и D_M — диаметры компонентов M и F и Δt — полная длительность периода пониженного блеска системы. Скорость же компонентов по орбите при равных массах компонентов, очевидно, составляет половину v:

$$v_{орб} = v/2. \tag{14}$$

Согласно найденной выше оценке D_F, данным [64] и рис. 1 $D_M \approx D_F = 200\ R_\odot$ и $\Delta t = 550$ сут; так что из (13) и (14) получаем

$$v_{обр} = 2{,}9 \text{ км/с} = 0{,}62 \text{ а. е./год} \tag{15}$$

и из (12)

$$P = 260 \text{ лет} \quad \text{и} \quad a_1 + a_2 = 51 \text{ А. Е.} \tag{16}$$

Итак, полученные по полной кривой «затмения» параметры орбиты P и $a_1 + a_2$ лишь в 2—3 раза меньше соответствующих величин, найденных нами ранее по одной нисходящей ветви. Это не снимает возражения против модели классического затмения звезды звездой в двойной системе: чтобы затмение реализовалось при найденных параметрах орбиты, угол между лучом зрения и плоскостью орбиты должен быть не более 1°. Если же учесть, что для интерпретации всей кривой блеска PU Vul в рамках модели затмения надо еще предполагать, что вспышка 1978 г. произошла вблизи фазы соединения компонентов, то необходимость совпадения двух столь маловероятных событий заставляет отказаться от этой модели.

2.3.2. Модель нестационарной пылевой оболочки. Образование пыли в системе PU Vul было заподозрено нами при анализе наблюдений 1979—1980 гг. [2, 4], когда мы обнаружили резкое возрастание степени поляризации и поворот плоскости поляризации излучения системы в период быстрого уменьшения ее яркости. Независимо от нас эта идея обсуждалась японскими учеными [42]. Наши последующие поляриметрические наблюдения, описанные выше, дали важные аргументы в пользу гипотезы нестационарной пылевой оболочки. Действительно, оба выявленные наблюдениями компонента собственной поляризации PU Vul: поляризация с «выпуклой» зависимостью p_λ^* и с λ^*_{max}, смещенной в синюю область относительно $\lambda^{мнз}_{max}$, и поляризация с монотонно возрастающей в область коротких длин волн зависимостью p_λ^* — могут возникать в пылевой оболочке: первая — при прохождении излучения через слой сравнительно крупных частиц, сходных по поляризационным свойствам с частицами межзвездной пыли; вторая — при рэлеевском рассеянии света на мелких пылевых частицах или молекулах.

Поскольку до минимума 1980—1981 гг. система PU Vul не обладала сколько-нибудь заметной собственной поляризацией, а в дальнейшем изменения ее поляризационных характеристик тесно коррелировали с блеском, то естественно считать, что в начале 1980 г. в PU Vul возникла пылевая оболочка и в ходе ее последующего развития составляющие ее пылинки изменяли свои физические свойства, что и привело к систематическим вариациям поляризационных характеристик системы. Эти соображения наводят на мысль о физическом родстве глубокого минимума блеска системы PU Vul и аналогичной фотометрической особенности медленных новых.

Как известно, блеск Новой Геркулеса 1934 после 3,5 месяца медленного ослабления резко (за 25 сут) упал почти на 8^m, а затем, через сто дней после начала быстрого спада, снова возрос на 6^m, так что блеск звезды вернулся на плавную кривую затухания, которую можно было бы получить экстраполяцией начального медленного угасания звезды. Позднее аналогичная особенность отмечалась на кривых блеска многих других, преимущественно медленных, новых [71,72]. Начиная с Гротриана эпизод временнóго ослабления блеска Новой Геркулеса 1934 традиционно связывался с процессом установления лучистого равновесия в нестационарной газовой оболочке новой. Однако систематические наблюдения новых в ИК-диапазоне, начатые в 70-х годах, показали недостаточность схемы Гротриана: оказалось, что одновременно с быстрым спадом оптического блеска медленных новых столь же быстро возрастает их ИК-излучение, причем в момент максимума ИК-излучения болометрическая светимость звезды оказывается близкой к ее болометрической светимости в момент оптического максимума. Количественный анализ этих наблюдений показал, что начало быстрого подъема ИК-излучения новой связано с началом эффективной конденсации пылевых частиц, которые и вызывают ослабление оптического блеска; когда истечение вещества из вспыхнувшей звезды прекращается, прекращается и конденсация новых пылинок, а сформировавшиеся ранее частицы рассеиваются, и оптическое излучение новой возвращается на кривую монотонного затухания [73—78].

Согласно расчетам конденсации пылинок при вспышках новых [79] пылинки растут до столь значительных размеров, что начинают нейтрально поглощать и рассеивать излучение звезды. Но поскольку эти пылинки формируются из молекул, то в такой среде всегда должно быть достаточно много более мелких частиц, дающих рэлеевское рассеяние. Таким образом, нестационарные пылевые оболочки, возникающие при вспышках новых, дают в принципе исходную модель для понимания поляризационных характеристик PU Vul. Однако количественный расчет таких свойств даже для однородной стационарной оболочки чрезвычайно сложен [80]; в нашем же нестационарном случае при более чем скудной информации о физических условиях в пылевой оболочке и при полном отсутствии данных о геометрии этой оболочки, что для определения поляризационных характеристик не менее важно, подобный расчет должен содержать столь большое число свободных параметров, что нет надежды получить сколько-нибудь значимые результаты. Поэтому, оставляя за поляризационными данными роль важного качественного аргумента в пользу гипотезы нестационарной пылевой оболочки в PU Vul, проанализируем количественно некоторые фотометрические, колориметрические, спектральные и ИК-особенности этой системы в рамках такой гипотезы.

А. Одна из самых удивительных особенностей объекта Кувано — Хонда — это немонотонный ход показателей цвета, резкое «поголубение» системы в минимуме, сочетание в этот период голубого цвета, свойственного обычно горячим объектам, и молекулярных полос окиси титана в спектре, присущих холодным звездам. Как следует из рис. 24, который заимствован из работы Колотилова и Белякиной [12] и на котором даны сводные кривые блеска и показателей цвета PU Vul в 1979—1981 гг., цветовая аномалия PU Vul существовала около 8 месяцев. Для анализа этого явления рассмотрим на кривой блеска четыре характерные точки: J. D. 2443986 (22.04 1979 г.) — типичная точка продолжительного максимума блеска системы в 1979 г.; J. D. 2444377 (17.05 1980 г.) — момент максимума показателя цвета $B-V$

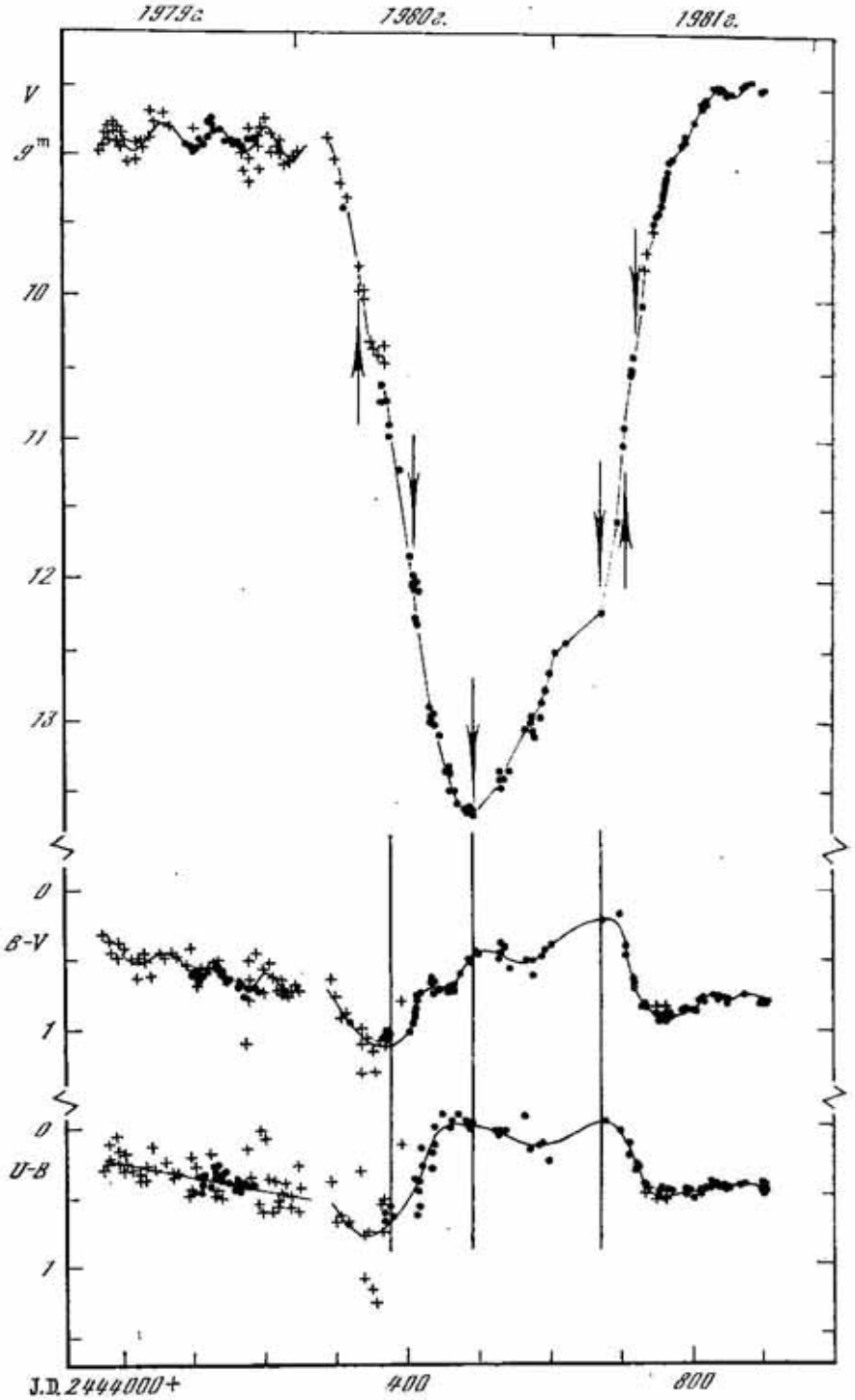


Рис. 24. Кривые блеска и показателей цвета PU Vul в эпоху глубокого минимума блеска системы

перед возникновением цветовой аномалии; J. D. 2444490 (07.09 1980 г.) — момент минимального блеска PU Vul в полосе *V* и J. D. 2444669 (05.03 1981 г.)— момент минимума показателя цвета *B—V*, максимум цветовой аномалии.

Три из перечисленных дат, относящиеся к периоду пониженного блеска системы PU Vul, отмечены на рис. 24 вертикальными линиями.

Таблица 17

Фотометрические и колориметрические характеристики компонентов системы PU Vul в период пониженного блеска

Характеристика	M6 III	Дополнительное излучение, J.D. = 244400 +		
		377	490	669
V	$14^m.2$	$10^m.94$	$14^m.65$	$12^m.41$
B	16,2	11,95	14,27	12,47
U	17,6	12,49	14,14	12,40
B — V	2,0	+1,01	—0,38	+0,06
U — B	1,4	+0,54	—0,13	—0,07

В максимуме блеска 1979 г. объект Кувано — Хонда имел следующие средние фотометрические характеристики: $V = 8^m.78$, $B-V = +0^m.36$ и $U-B = +0^m.22$. Блеск входящего в систему М-гиганта с $V \geqslant 14^m.2$ составлял ничтожную долю общего блеска системы, так что указанные показатели цвета характеризуют излучение только вспыхнувшего компонента. В три выбранные даты с пониженным блеском фотометрические характеристики PU Vul согласно [12] были таковы:

J.D.	V	B — V	U — B
	m	m	
2444377	10,89	+1,04	+0,56
490	13,65	+0,45	0,00
669	12,22	+0,22	—0,05

С другой стороны, при $A_V = 1^m.2$ компонент M6 III системы PU Vul должен иметь $B-V = +2^m.0$ и $U-B = +1^m.4$ [69]. Используя формулу фотометрического вычитания

$$m_{\text{доп}} = m_\Sigma - 2{,}5 \lg [1 - 10^{-0{,}4(m_{\text{M}} - m_\Sigma)}], \tag{17}$$

нетрудно по UBV-величинам одного М-гиганта и UBV-величинам системы PU Vul в целом вычислить соответствующие величины и показатели цвета излучения, дополнительного к излучению М-гиганта. Результаты таких вычислений для указанных дат пониженного блеска системы приведены в табл. 17.

При существенном ослаблении блеска горячего компонента PU Vul за счет поглощения в пылевой оболочке заметную роль в общем регистрируемом излучении системы может играть рассеянное излучение этого компонента. Как уже отмечалось, в период минимума блеска PU Vul в системе возникает, по-видимому, пылевой компонент, рассеивающий по Рэлею. При рэлеевском рассеянии цвет рассеянного излучения должен быть гораздо более голубым, чем цвет рассеиваемого источника, — как синее небо от желтого Солнца. Количественные соотношения очевидны:

$$\begin{aligned} \Delta (B - V) &= 2{,}5 \lg [\lambda_B^{\text{эф}}/\lambda_V^{\text{эф}}]^4 = -0^m.97, \\ \Delta (U - B) &= 2{,}5 \lg [\lambda_U^{\text{эф}}/\lambda_B^{\text{эф}}]^4 = -0^m.87. \end{aligned} \tag{18}$$

Поэтому при указанных выше показателях цвета горячего компонента рассеянное по Рэлею излучение этого компонента должно характеризоваться показателями цвета $B - V = -0^m.61$ и $U - B = -0^m.65$.

Рассмотрение табл. 17 показывает, что в период четко выраженной цветовой аномалии PU Vul показатели цвета дополнительного излучения находились между соответствующими показателями цветов прямого (или нейтрально рассеянного) и рассеянного по Рэлею излучения горячего компонента системы. Иными словами, все дополнительное излучение в этот период можно представить как сумму прямого и рассеянного излучения вспыхнувшего компонента. Но показатели цвета дополнительного излучения в мае 1980 г., когда был зарегистрирован максимум $B - V$, т. е. до возникновения

цветовой аномалии, не могут быть представлены таким же образом. В этот период дополнительное излучение в системе PU Vul было довольно красным и оно соответствовало скорее сильно покрасневшему горячему компоненту, видимому сквозь пылевую оболочку, как красное Солнце на закате.

Б. В период ослабленного блеска PU Vul спектральные наблюдения обнаружили полосы окиси титана, и измерения глубин скачков у голов этих полос позволяют в принципе провести независимую проверку обсуждаемой модели. Действительно, нетрудно показать, что если $J = I_+/I_-$ — скачок у предела молекулярной полосы в спектре одиночной нормальной звезды, а $J' = (I_+ + I)/(I_- + I)$ — скачок у предела той же полосы, замытый некоторым дополнительным, непрерывным в этой области излучением, то суммарный блеск системы, возросший за счет этого дополнительного излучения, должен превышать блеск одиночной звезды на

$$\Delta m\,(\mathrm{Sp}) = 2{,}5 \lg \frac{1 - J}{1 - J'}\,. \qquad (19)$$

В фотометрическую область V попадает четыре сильных молекулярных полосы окиси титана: λ 4955, 5167, 5448 и 6159 Å. Во втором и третьем столбцах табл. 18 приведены величины скачков у пределов этих полос, измеренные в спектрах нормальных гигантов M6 и M7 [32]; различия соответствующих величин в этих столбцах невелики, и при вычислениях Δm (Sp) использовались средние значения. В последующих столбцах таблицы для ряда дат, которые на рис. 24 отмечены стрелками вдоль кривой блеска, приведены значения J', взятые из наших и японских [42] наблюдений, и вычисленные по ним значения Δm (Sp). В нижней части табл. 18 для каждой рассмотренной даты приведены средние $\overline{\Delta m\,(\mathrm{Sp})}$ и снятые с кривой блеска значения Δm (ph) — превышения блеска системы PU Vul над $V = 14^m.2$.

Рассмотрение табл. 18 показывает, что вблизи минимума блеска PU Vul величины Δm (Sp) и Δm (ph) практически совпадают; но когда $\Delta m\,(\mathrm{ph}) \geqslant 2^m$, то Δm (Sp) оказывается заметно меньше Δm (ph). С формальной точки зрения соотношение $\Delta m\,(\mathrm{ph}) > \Delta m\,(\mathrm{Sp})$ означает, что дополнительное излучение не вполне непрерывно, т. е. в нем присутствуют те же скачки углов молекулярных полос, что в спектре M-звезды. Такую возможность нельзя исключить, так как пыль может отражать и рассеивать излучение обоих звездных компонентов системы, и то довольно «красное» дополнительное излучение, которое согласно табл. 17 имело место около J. D. 2444377, может быть связано не только с покрасневшим горячим компонентом, но и частично с «поголубевшим» излучением M-гиганта. Однако этот эффект не может дать превышение Δm (ph) над Δm (Sp) более чем на $0^m.75$. К сожалению, метод спектральных оценок Δm (Sp) весьма ограничен: величины скачков на имеющихся снимках измеряются с точностью не лучше 0,10—0,15, поэтому не удается получить надежные оценки при $\Delta m\,(\mathrm{Sp}) > 1^m.0 \div 1^m.5$.

Следует отметить еще один важный момент: если в видимой области в минимуме блеска четко видны детали спектра M-звезды, то в синей области, как подчеркивают японские исследователи [42], не видны даже следы такой сильной в M-спектрах абсорбции, как Ca I λ4227 Å. Табл. 17 дает естественное объяснение этому факту в рамках рассматриваемой схемы: когда в полосе V вклады M-гиганта и дополнительного излучения сравнимы в общем излучении от PU Vul, в полосе B вклад M-гиганта в 6 раз, а в полосе U — в 25 раз меньше, чем вклад дополнительного излучения; поэтому в фотографической области спектра даже в минимуме блеска система PU Vul сохраняет абсорбционный спектр сверхгиганта F.

В. Как известно, пылевые структуры обычно обнаруживаются непосредственно при наблюдениях в ИК-диапазоне. В табл. 19 собраны результаты таких наблюдения PU Vul, описанные Бенсаммаром и др. [14] и выполненные в Крыму (см. табл. 2), причем измерения [14] предварительно переведены в шкалу звездных величин, а крымские измерения усреднены по каждому наблюдательному периоду. Нетрудно видеть, что данные табл. 19 не показывают типичный для медленных новых рост ИК-излучения в период временного ослабления блеска в оптической области: в наблюдениях 1980 г.,

Таблица 18

Сопоставление величин Δm (Sp) и Δm (ph)

λ, Å	J		J.D. 2444334		412		495		496	
			10.04 1980 г.		21.06 1980 г.		12.09 1980 г.		13.09 1980 г.	
	M6	M7	J' [42]	Δ m (Sp)	J'	Δ m (Sp)	J' [42]	Δ m (Sp)	J'	Δ m (Sp)
4955	0,06	0,03	0,70	$1^m,3$	0,48	$0^m,7$	0,39	$0^m,5$	0,56	$0^m,8$
5167	0,07	0,06	0,62	1,0	0,35	0,4	0,38	0,4	0,51	0,7
5448	0,20	0,15			0,46	0,5			0,61	0,8
6159	0,23	0,16	0,91	2,4	0,33	0,2	0,50	0,5	0,49	0,5
$\overline{\Delta m\,(\mathrm{Sp})}$				1,5		0,4		0,5		0,7
Δ m (ph)				4,2		2,1		0,6		0,6

проводившихся через 40—50 сут после оптического минимума блеска PU Vul, было обнаружено даже заметное ослабление блеска в ближней ИК-области. Возникает вопрос, можно ли такое поведение объекта Кувано — Хонда в ИК-области совместить с гипотезой пылевой оболочки.

Как показал анализ ИК-наблюдений новых, при формировании пылинки имеют температуру около 1500 К; затем они быстро остывают до 800—900 К и сохраняют эту температуру в течение 2—3 месяцев, после чего остывают до уровня около 600 К [73—78]. Далее, пылинки эффективно формируются при радиационной температуре около 1030 К [79]. В окрестностях горячего компонента PU Vul с $R = 100\ R_\odot$ и $T \approx 6300$ К такая радиационная температура реализуется на расстоянии $3700\ R_\odot$. Толщина пылевых оболочек у новых согласно [79] составляет не более 20% радиуса. Если в случае PU Vul сохраняются те же соотношения, то эффективный радиус пылевой оболочки в этой системе составлял $4500\ R_\odot$, т. е. эффективный размер пылевой оболочки в 2000 раз превышал видимый диск М-гиганта. В табл. 20 приведены отношения интенсивностей чернотельного излучения B_λ в полосах $JHKL$ при температурах 2400, 900 и 600 К. Сравнивая данные этой таблицы и полученный выше геометрический фактор 2000, приходим к выводу, что ИК-излучение пылевой оболочки при 900 К должно было превосходить излучение М-гиганта в полосах K и L, а при $T = 600$ К излучение пыли должно было давать ничтожный вклад в полосы J и H по сравнению с излучением М-звезды; в полосах K и L при $T = 600$ К и в полосах J и H при $T = 900$ К интенсивности излучения М-гиганта и пылевой оболочки должны быть сравнимы.

Поскольку наши наблюдения 1980 г. проводились примерно через 300 сут после начала конденсации пылинок, естественно предполагать, что в это время температура пыли составляла уже 600 К и, следовательно, можно было бы надеяться обнаружить ее излучение непосредственно в полосах K и L. К сожалению, мы не измеряли блеск PU Vul в минимуме 1980 г. в полосе L. Что же касается полосы K, то согласно табл. 20 излучение пыли здесь должно превосходить излучение М-гиганта в 1,9 раза, или на $0^m,7$. Однако, как было показано выше, в полосе K существен вклад и горячего компонента системы, и затмение этого компонента пылевой оболочкой согласно рис. 23 должно ослабить блеск системы на $0^m,9$. В результате суммарное излучение системы в полосе K в фазе оптического минимума должно уменьшиться на $0^m,2$. Наблюдения дают уменьшение блеска на $0^m,4$, что с учетом приближенности сделанных оценок следует признать хорошим совпадением с предсказанием модели.

Таким образом, фотометрические, колориметрические и спектральные наблюдения дают ряд независимых аргументов в пользу представления о нестационарной пылевой оболочке как определяющем факторе глубокого минимума блеска объекта Кувано—Хонда в 1980—1981 гг.

671		706		719	
07.03 1981 г.		11.04 1981 г.		24.04 1981 г.	
J'	Δm (Sp)	J'	Δm (Sp)	J'	Δm (Sp)
0,74	$1^m,4$	0,59	$0^m,9$	0,65	$1^m,1$
0,71	1,3	0,60	0,9	0,71	1,3
0,75	1,3	0,67	1,0	0,77	1,4
0,63	0,8			0,79	1,4
	1,2		0,9		1,3
	2,0		3,1		3,6

3. Объект Кувано — Хонда — очень медленная или пекулярная новая типа RT Ser

Итак, вспыхнувший компонент объекта Кувано—Хонда по оптическим свойствам весьма близок к нормальным сверхгигантам F, а эпизод временного ослабления блеска этой системы по ряду существенных признаков может быть отождествлен с возникновением и последующей диссипацией пылевой оболочки с широким спектром размеров частиц. Обе эти особенности характерны для медленных новых. Можно показать, что и по многим другим — морфологическим и физическим — характеристикам объект Кувано—Хонда должен быть отнесен к очень медленным новым или к пекулярным новым типа RT Ser.

А. Как все новые и новоподобные, PU Vul — это двойная система, принадлежащая к сферическому или промежуточному населению Галактики. Абсолютная величина $-6^m,3$ и спектральный класс F5 PU Vul в максимуме блеска точно совпадают со средними параметрами выделенной Дюрбеком [81] группы «эддингтоновых новых», объединяющей умеренно быстрые, медленные и очень медленные новые, максимальная светимость которых находится на уровне соответствующего эддингтоновского предела. Далее, холодный компонент системы PU Vul — это М-гигант, как и у повторной новой T CrB, и у очень медленной новой RR Tel, и у некоторых других новых [82], хотя у N Pic 1925 холодный компонент — карлик [83]. Средняя скорость нарастания блеска PU Vul перед максимумом 1979 г. была лишь в 4 раза меньше средней скорости нарастания блеска в течение двух последних месяцев перед максимумом одной из самых медленных новых N Pic 1925.

Как известно, существует определенная корреляция между скоростью развития новых и степенью сходства их кривых блеска: быстрые новые — это

Таблица 19

Средние ИК-величины PU Vul

Периоды наблюдений	J	H	K	L	M
Апрель 1979 г., J.D. 2443977—3979	$7^m,0$	$6^m,2$	$6^m,0$	$5^m,8$	$5^m,4$
Октябрь 1980 г., 4528—4539	7,7	6,7	6,4		
Июнь — октябрь 1981 г., 4767—4901	6,7	6,0	5,7		
Апрель — май 1982 г., 5063—5105			5,7	5,4	4,5
Июль — сентябрь 1982 г., 5162—5240	6,8	6,1	5,8		
Октябрь 1982 г., 5300—5301	6,7	6,1	5,8		

Таблица 20

Относительные интенсивности чернотельных излучений

Отношение интенсивностей чернотельных излучений	J (1,25 мкм)	H (1,6 мкм)	K (2,2 мкм)	L (3,4 мкм)
B (2400 К)/B (900 К)	$3,0\cdot10^3$	$5,3\cdot10^2$	$1,0\cdot10^2$	23
B (2400 К)/B (600 К)	$1,8\cdot10^6$	$7,8\cdot10^4$	$3,8\cdot10^3$	$2,3\cdot10^2$

фотометрически сравнительно однородная группа, среди медленных новых наблюдается значительное разнообразие кривых блеска, и к самым медленным примыкает группа пекулярных новых типа RT Ser, у которых максимумы блеска длятся годами. Это обстоятельство может служить «оправданием» того факта, что кривая блеска PU Vul не имеет точного аналога среди известных медленных новых и новых типа RT Ser.

Б. Возникновение пылевых оболочек наиболее характерно именно для медленных новых, хотя у 25% быстрых новых временные провалы на кривых блеска также имеют место [72]. В детально изученной Новой Лебедя 1975, например, ИК-излучение пыли вообще не было зарегистрировано. Этот наблюдательный факт нетрудно понять: для конденсации пылинок необходимо поддержание определенного физического состояния среды — плотности вещества и радиационной температуры — в течение некоторого минимального времени, которое определяется сечениями элементарных взаимодействий, участвующих в формировании пылинок, и если оболочка быстрой новой «проскакивает» это состояние слишком быстро, то пыль в ней не успевает образоваться. Кроме того, согласно [84] в более быстрых новых, которые по своей светимости заметно превосходят медленные новые, их мощное ионизующее излучение также может препятствовать формированию пыли. Поэтому в очень медленно развивающейся PU Vul со сравнительно невысокой светимостью, действительно, следует ожидать появления пылевой оболочки.

Наблюдения медленных новых показывают, что продолжительность фазы ослабленного блеска примерно вдвое больше продолжительности развития новой от момента достижения оптического максимума до начала быстрого спада оптического излучения, и кинетика формирования пылинок [79] успешно объясняет этот факт. В случае PU Vul такое соотношение тоже имеет место: указанные временные отрезки составляют для объекта Кувано—Хонда 330 и 550 сут соответственно.

Важнейшим параметром рассматриваемой модели является скорость расширения оболочки. Если от начала вспышки PU Vul до начала эффективного формирования пыли прошло 750 сут и за это время оболочка расширилась до 4500 $R_\odot$, то ее средняя скорость должна составлять 48 км/с. Наблюдения Мохнацкого [85] в апреле 1979 г., в ходе которых у линии H_α был обнаружен профиль типа P Cyg со смещенной абсорбцией на —50 км/с, дают решающее подтверждение предлагаемой модели. Заметим, что аналогичное смещение в предмаксимальном спектре N Pic 1925 составляло —70 км/с, а в ее главном спектре —280 км/с.

Анализируя ИК-излучение новых, Клейтон и Викрамасингх [79] получили простую формулу для момента начала формирования пылинок:

$$t_d = 89^d.5 \cdot (L/5 \cdot 10^4 L_\odot)^{1/2} (v/10^8 \text{ см/с})^{-1} (T_*/10^4)^{0,825}, \qquad (20)$$

где v — скорость расширения главной оболочки, L — болометрическая светимость новой в максимуме блеска и T_* — температура звезды. Нетрудно убедиться, что если подставить в (20) $v = 50$ км/с, $L = 3{,}6 \cdot 10^4\ L_\odot$ и $T_* = 6300$ К, соответствующие найденным выше параметрам объекта Кувано — Хонда, то получим $t_d = 1040$ сут, тогда как наблюдения дают 750 сут. С учетом ряда упрощающих предположений, использованных при выводе формулы (20), согласие вполне удовлетворительно. Тот факт, что формула (20) оказалась вполне применимой к PU Vul, важен не только с точки зрения диагностики этой системы, но и в более широком плане: как известно, в медленной новой N Del 1967 не был зарегистрирован провал на кривой блеска, который можно было бы связать с формированием пыли, и на этом основании Галлахер [84] пришел к выводу о неприменимости соотношения типа (20) к очень медленным новым. Успешное применение этой формулы к PU Vul показывает, что дело не в медленности N Del 1967, а в каких-то других ее особенностях.

В. Как известно, через 9 месяцев после максимума блеска медленной новой N Pic 1925, когда ее блеск упал на $2^m.3$, в спектре звезды обнаружились эмиссионные линии водорода, гелия, [O III], [Ne III], [S II], [Fe II]

и [Fe III] [72]. PU Vul развивается явно медленнее, чем N Pic 1925, она все еще сохраняет максимальный блеск, и, кроме линии H_α, в ее спектре незаметны сильные эмиссионные линии. Однако в связи с обнаружением в фазе временного ослабления блеска эмиссии водорода, [O III] и [N II] уместно напомнить, что в спектрах типичных новых небулярная эмиссия появляется именно в период временного глубокого минимума блеска у медленных или в мелких минимумах блеска переходной стадии у быстрых новых. Но у типичных новых переходная стадия сменяется небулярной, при этом существенно возрастает спектрофотометрическая температура непрерывного излучения, и поэтому механизм возбуждения слабой эмиссии в переходной стадии не вызывал каких-либо сомнений. Иная ситуация в случае PU Vul. Здесь горячий компонент и после временного глубокого минимума обнаруживает температуру около 6300 К, которая явно недостаточна для второй ионизации кислорода. Поэтому здесь необходимо привлечь либо слабую реликтовую ионизацию околозвездной среды в системе PU Vul, как это предполагалось в [4], либо считать, что заметные на небулярной стадии отклонения оболочек новых от сферической симметрии [71, 72, 86, 87] имеют место уже на стадии сверхгиганта F, т. е. в максимуме блеска новой.

Г. Следует обратить внимание на некоторые черты сходства двух пекулярных звезд: объекта Кувано—Хонда и ε Aur. В обоих случаях мы имеем двойную систему со сверхгигантом F, и в обоих случаях зарегистрированы ослабления блеска длительностью около 600 сут. Как и для ε Aur, для PU Vul непригодна модель обычного затмения в двойной системе и необходимо привлекать некоторое пылевое образование. В обоих случаях вне «затмения» наблюдались колебания блеска с амплитудой около $0^m.2$ и с характерной длительностью цикла в десятки суток. (Некоторые черты сходства ε Aur и Новой Геркулеса 1934 в максимуме отмечались еще в 30-е годы [72].) Возникает вопрос: не является ли PU Vul только что родившейся системой типа ε Aur? Или ε Aur тоже столь предельно медленная новая, что возникшая при ее вспышке пыль не ушла из системы, а осталась, скажем, в одной из точек Лагранжа? Ситуация существенно прояснилась бы, если бы удалось зарегистрировать вторичное ослабление блеска объекта Кувано—Хонда: у ε Aur оно происходит каждые 27 лет.

Д. Имеющиеся данные не позволяют определить орбиту системы PU Vul. Очевидно, эта пара не может быть слишком широкой: в таком случае эффективность обмена массой между компонентами будет очень низка, и, следовательно, мала вероятность возникновения новоподобной вспышки. Но PU Vul не может быть и слишком тесной парой: в этом случае весьма вероятно можно было бы зарегистрировать периодические колебания лучевой скорости и эффект затмения. Наиболее надежные данные по лучевым скоростям приведены в [42, 40], этим данным не противоречат фрагментарные измерения [38] и менее точные оценки [3]. Согласно [40] в максимумах 1979 г. и 1981—1982 гг. лучевая скорость, определенная по абсорбционному спектру горячего компонента, была практически постоянна. Это обстоятельство, однако, не исключает возможности заметного орбитального движения в системе: как известно (см. рис. 4, *b* в [72]) при вспышке T CrB были четко зарегистрированы периодические изменения лучевой скорости M-гиганта, $P \sim 230^d.5$ и $\Delta v = \pm 21$ км/с, при практическом постоянстве лучевой скорости эмиссионных линий. К сожалению, мы не располагаем измерениями лучевой скорости M-гиганта в PU Vul.

Вероятность затмения в двойной системе достаточно мала при расстоянии между компонентами, в 5—10 раз превышающем размеры компонентов. Поскольку в PU Vul $D_M \approx D_F \approx 200\ R_\odot$, то затмение в этой системе будет маловероятно при $a_1 + a_2 \geqslant 5$—10 а. е. Согласно (12) при $M_1 \approx M_2 \approx 1 M_\odot$, такой размер орбиты соответствует периоду от 8 до 22 лет и орбитальной скорости от 9,3 до 6,6 км/с, причем $P \propto (M_1 + M_2)^{-1/2}$, а $v_{обр} \propto (M_1 + M_2)^{1/2}$. Такие скорости, действительно, трудно обнаружить по имеющимся наблюдениям в минимуме, когда был виден спектр M-гиганта. Что же касается периода, то период около года обнаружен у повторной новой T CrB, а у симбиотических звезд, также входящих в семейство новоподобных, из-

вестны периоды до 3 лет. Таким образом, в системе с указанными параметрами мы, действительно, можем ожидать явления типа вспышки новой и малую вероятность обнаружения затмения компонентов друг другом.

Заключение

Исследование объекта Кувано—Хонда приводит к выводу, что эта переменная является новой звездой, в которой сочетаются свойства очень медленных новых и пекулярных новых типа RT Ser. Как стало ясно в последнее десятилетие, анализ новых звезд дает нам уникальную возможность изучать два в высшей степени интересных процесса: нестационарные термоядерные вспышки на поверхности вырожденных звезд и быстрое формирование пылевых частиц в околозвездной среде; оба процесса у медленных новых протекают в несколько замедленном темпе, благоприятствующем их изучению. Поэтому продолжение комплексной программы наблюдений объекта Кувано—Хонда с целью тщательного изучения всех фаз развития этой новой представляется весьма желательным. Вместе с тем уже полученные данные стимулируют обсуждение ряда теоретических вопросов.

Как отмечалось, вспыхнувший компонент системы PU Vul вот уже в течение нескольких лет практически неотличим от нормального сверхгиганта ни по физическим условиям в атмосфере, ни по ее химическому составу, ни по абсолютной светимости. Возникает вопрос, не дает ли объект Кувано — Хонда ключ к пониманию эволюционного статуса той немногочисленной группы сверхгигантов F, которые удалены на большие расстояния от галактической плоскости и поэтому должны быть отнесены к старому галактическому населению. Однако высокая светимость заставляет считать их молодыми объектами; PU Vul удовлетворяет всем критериям, предложенным Сасселовым [88] для выделения членов этой группы сверхгигантов F.

Далее, длительное существование вспыхнувшего компонента системы PU Vul вблизи эддингтоновского предела светимости и нормальный химический состав его атмосферы напоминают свойства теоретических моделей медленных новых, рассчитанных Пряльником и др. [89] и Спарксом и др. [90]. По-видимому, результаты последующих расчетов аккреции на белый карлик, выполненные Номото и др. [91] и Мак-Дональдом [92], могут быть исходными для построения количественной модели PU Vul в рамках радиативной газодинамики.

Поскольку вопреки теоретическим расчетам [89, 90] и в отличие от PU Vul у медленных новых DQ Her, T Aur и RR Pic также были обнаружены заметные аномалии химического состава [93], возникает дилемма: либо следует отказаться от углеродно-азотного цикла как основного источника энергии вспышек новых звезд, заменив его 3α-процессом [93], либо, так как отмеченные результаты были получены через несколько десятилетий после вспышек указанных новых, следует считать, что наблюдаемые аномалии развиваются со временем; именно такой вариант обсуждают Ферланд и Труран [94] в связи с обнаруженным ростом избытка углерода в оболочке медленной новой DQ Her. И тем больший интерес представляют исследования химического состава PU Vul на последующих стадиях развития.

Здесь уместно напомнить о быстро эволюционирующем объекте FG Sge, который в 70-х годах прошел стадию сверхгиганта F и у которого в течение примерно десятилетия были обнаружены изменения химического состава: расчеты Фадеева [95] в рамках радиативной газодинамики позволили получить 90-суточный квазипериод этой переменной лишь после повышения ее абсолютной светимости (за счет новой калибровки расстояния) до -6^m, т. е. практически до светимости горячего компонента PU Vul.

В связи с формированием нестационарной пылевой оболочки в системе PU Vul следует отметить два момента, общих для этой системы и звезд типа R Северной Короны: у прототипа этих переменных, самой R CrB, в стадии пониженного блеска была зарегистрирована весьма четкая «выпуклая» зависимость степени поляризации от длины волны p^*_λ, и формирование пыли

около таких переменных, как и в случае объекта Кувано — Хонда, происходит в поле излучения звезды высокой светимости. Основное различие этих объектов — это нормальный химический состав атмосферы PU Vul и существенный недостаток водорода и избыток углерода у R CrB-звезд. Не входя в детали возможных эволюционных причин такого различия, отметим лишь, что механизм формирования пыли, который разрабатывается Фадеевым [96] для звезд типа R CrB и в котором существенную роль играют квазипериодические возмущения в атмосферах таких звезд, может иметь непосредственное отношение и к системе PU Vul. Действительно, выше мы уже отмечали, что квазипериод малых колебаний, которые наблюдались до возникновения пылевой оболочки в 1980 г., совпадает с гидродинамическим временем атмосферы PU Vul, а изменения показателей цвета при таких колебаниях согласуются как с пульсациями чернотельной фотосферы, так и с переменной экстинкцией в околозвездной среде. Не исключено, что в PU Vul имели место такие пульсации, в ходе которых происходили кратковременные «пробы» формирования пылевых частиц, завершившиеся образованием мощной пылевой оболочки и глубоким минимумом в 1980 г.

Мы глубоко благодарны чехословацким коллегам Л. Грицу, Д. Хохолу и И. Грыгару, которые предоставили в наше распоряжение спектрограммы объекта Кувано — Хонда, полученные ими в 1979 г., и результаты предварительной обработки этих снимков, А. А. и М. Е. Боярчукам — за предоставленные нам отождествленные куде-спектрограммы F-сверхгиганта γ Cyg, В. П. Маланушенко — за помощь в машинной обработке измерений лучевых скоростей, Э. В. Эргме и В. Г. Горбацкому — за полезные обсуждения вопросов вспышек новых звезд, Н. Н. Петровой, Н. И. Меркуловой и М. Н. Ловкой — за помощь в наблюдениях на АЗТ-11, Н. В. Киселевой — за изготовление иллюстраций и помощь в оформлении статьи.

Декабрь 1983 г.

Литература

1. *Kozai Y.* Novalike object in Vulpecula.— IAU Circ., 1979, N 3344.
2. *Белякина Т. С., Ефимов Ю. С., Павленко Е. П., Шенаврин В. И.* Пекулярный объект Кувано — новоподобная (симбиотическая?) двойная система с красным гигантом. Фотометрические и поляриметрические наблюдения.— Астрон. журн., 1982, т. 59, с. 1—5.
3. *Гершберг Р. Е., Краснобабцев В. И., Петров П. П., Чуваев К. К.* Пекулярный объект Кувано — новоподобная (симбиотическая?) двойная система с красным гигантом. Спектральные наблюдения.— Астрон. журн., 1982, т. 59, с. 6—14.
4. *Белякина Т. С., Гершберг Р. Е., Ефимов Ю. С.* и др. Пекулярный объект Кувано — новоподобная (симбиотическая?) двойная система с красным гигантом. Обсуждение результатов наблюдений.— Астрон. журн., 1982, т. 59, с. 302—306.
5. *Johnson H. L., Mitchel R. T., Iriarte B., Wisnewski W. Z. UBVRIJKL* photometry of the bright stars.— Commun. Lunar and Planet. Lab., 1966, vol. 4, p. 3—109.
6. *Barnes T. G., Moffett T. J.* A *UBVRI* equatorial extinction star network.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, p. 289—298.
7. *Neckel Th., Chini R.* Sixty faint *UBVRI* standards.— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1980, vol. 39, p. 411—414.
8. *Mahra H. S., Joshi S. C., Srivastava J. B., Dhir S. L.* Photoelectric observations of the Novalike object in Vulpecula.— Inform. Bull. Variable Stars, 1979, N 1683.
9. *Chochol D., Hric L., Papousek J.* PU Vulpeculae (object Honda — Kuwano 1979) — 78.1 days period.— Inform. Bull. Variable Stars, 1981, N 2059.
10. *Purgathofer A., Schnell A.* Photoelectric *UBV* observations of PU Vul in 1982.— Inform. Bull. Variable Stars, 1983, N 2264.
11. *Hron J., Maitzen H. B. UBV* and spectroscopic observations of PU Vulpeculae.— Inform, Bull. Variable Stars, 1983, N 2273.
12. *Kolotilov E. A., Belyakina T. S.* The optical variability of PU Vulpeculae (Kuwano's object) in 1979—1981.— Inform. Bull. Variable Stars, 1982, N 2097.
13. *Purgathofer A., Schnell A.* Photoelectric *UBV* observations of PU Vul in 1981.— Inform.—Bull. Variable Stars, 1982, N 2071.
14. *Bensammar S., Friedjung M., Assus P.* Infrared observations of Kuwano's novalike object.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 83, p. 261—262.
15. *Букач А. Б.* Результаты лабораторных испытаний информационно-измерительной системы 5-канального спектрофотометра.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 197—204.

16. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
17. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н., Бойко П. Н.* Калибровка спектров избранных звезд.— Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 287—295.
18. *Бурнашев В. И.* Распределение энергии в спектрах 50 звезд.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 57, с. 57—81.
19. *Страйжис В., Свидерскене З.* Распределение энергии в спектрах звезд различных спектральных классов и светимостей.— Бюл. Вильнюс. астрон. обс., 1972, № 35, с. 3—26.
20. *Бурнашев В. И.* Абсолютная спектрофотометрия четырех сверхгигантов.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 3—16.
21. *Gahm G. F., Nordh H. L., Olofsson S. G., Carlborg N. C. J.* Simultaneous spectroscopic and photoelectric observations of the T Tau star RU Lup.— Astron. and Astrophys., 1974, vol. 33, p. 399—411.
22. *Nakagiri M., Yamashita Y.* Photometric observations of Honda — Kuwano object in Vulpecula.— Tokyo Astron. Bull., 1980, Second Ser., N 263, p. 2993—2998.
23. *Nakagiri M., Yamashita Y.* Photometric observations of PU Vulpeculae (Nova Vul 1979) in faint phases.— Ann. Tokyo Astron. Observ., 1982, Second Ser., vol. 19, N 1, p. 8—13.
24. *Johnson H. L.* Astronomical measurements in the infrared.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1966, vol. 4, p. 193—206.
25. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я.* и др. Спектрограф для изучения нестационарных объектов.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 36, с. 277—280.
26. *Petrov P. P.* Application of the electronographic image converter for spectroscopy a the 2,6 m reflector of the Crimean Astrophysical Observatory.— In: Instrumentation fo astronomy with large optical telescopes/Ed. C. M. Humphries. Dordrecht, 1982, p. 299—304.
27. *Буренкова О. С., Коровяковская А. А., Назаренко И. И.* Система сканирования и предварительной обработки спектров на фотометрическом комплексе САО АН СССР.— Астрофиз. исслед., 1982, т. 16, с. 108—115.
28. *Davis D. N.* The spectrum of β Pegasi.— Astrophys. J., 1947, vol. 106, p. 28—75.
29. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest.— Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, N 20.
30. *Meinel A. B., Aventi A. F., Stockton M. W.* Catalog of emission lines in astrophysical objects. Univ. Arizona (Tucson), 1969.
31. *Pierce A. K.* The chromospheric spectrum outside of eclipse, λλ3040 to 9266 Å.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1968, vol. 17, p. 1—370.
32. *Боярчук М. Е.* Полосы поглощения окиси титана α-системы в спектрах звезд класса М.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, т. 39, с. 114—123.
33. *Pedoussaut A.* Contribution a l'etude spectrophotometrique des etoiles M.— J. Observateurs, 1962, vol. 45, p. 257—310.
34. *Merrill P. W., Deutsch A. J., Keenan P. C.* Absorption spectra of M-type Mira variables.— Astrophys. J., 1962, vol. 136, p. 21—34.
35. *Bobrovnikoff N. T.* The red titanium oxide system in α_1 Herculis.— Astrophys. J., 1933, vol. 78, p. 211—218.
36. *Боярчук А. А., Боярчук М. Е.* Спектроскопическое исследование трех сверхгигантов класса F8.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 63, с. 66—85.
37. *Меррил П.* Линии химических элементов в астрономических спектрах. М.: Физматгиз, 1959. 191 с.
38. *Hric L., Chochol D., Grygar J.* Spectroscopy of the novalike object Kuwano (Nova Vulpeculae 1979) in the year 1979.— Inform. Bull. Variable Stars, 1980, N 1835.
39. *Грей Д.* Наблюдения и анализ звездных фотосфер. М: Мир, 1980, с. 316.
40. *Yamashita Y., Norimoto Y., Yoo K. H.* Spectral change of PU Vulpeculae (Nova Vul 1979).— Publ. Astron. Soc. Japan, 1983.
41. *Антропов Ю. Ф.* Прибор для измерения расстояний между спектральными линиями.— Новая техника в астрономии, 1972, вып. 4, с. 75—77.
42. *Yamashita Y., Maehara H., Norimoto Y.* Spectroscopic observations of PU Vulpeculae (Nova Vul 1979).— Publ. Astron. Soc. Japan, 1982, vol. 34, p. 269—280.
43. *Колотилов Е. А.* Спектр PU Лисички (новоподобный объект Кувано 1979) в августе—сентябре 1979 г.— Астрон. журн., 1983, т. 60, с. 324—331.
44. *Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.* Наблюдения линейной поляризации оптического излучения рентгеновских источников.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1976, т. 54, с. 99—119.
45. *Ефимов Ю. С. Нарижная Н. В., Шаховской Н. М.* Исследование Новой Лебедя 1975 = V1500 Cyg в Крымской астрофизической обсерватории. V. Наблюдения линейной поляризации.— Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 494—509.
46. *Piirola V.* The double beam chopping photometer-polarimeter.— Ann. Acad. Sci. Fennicae, Ser. A, VI Physica, 1975, N 418.
47. *Korhonen T., Piirola V.* Variable linear polarization in the X-ray binary HD 77581.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 91, p. 372—373.
48. *Полищук Э. П.* Анализ данных о поглощении в северной части Млечного Пути.— Астронометрия и астрофизика, 1970, т. 9, с. 16—22.
49. *Deutschman W. A., Davis R. J., Schild R. E.* The galactic distribution of interstellar absorption as determined from the Celescope catalog of ultraviolet stellar observations

and a new catalog of *UBV*, H-beta photoelectric observations.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1976, vol. 30, N 2, p. 97—225.
50. *Neckel Th., Klare G.* The spatial distribution of the interstellar extinction.— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1980, vol. 42, p. 251—281.
51. *Домбровский В. А.* Поляриметрическое исследование внегалактических и планетарных туманностей.— Вестн. ЛГУ. Сер. мат., мех. и астрон., 1956, № 19, вып. 4, с. 154—162.
52. *Домбровский В. А.* Электрофотометрические наблюдения поляризации звездного света.— Вестн. ЛГУ. Сер. мат., мех. и астрон., 1958, № 1, вып. 1, с. 129—147.
53. *Hiltner W. A.* Photometric, polalization and spectrographic observations of O and B stars.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1956, vol. 2, N 24, p. 389—462.
54. *Gammelgaard P., Rudkjobing M.* Observations in linearly polarized light of the intensity of the diffuse λ6180 absorption band in 49 O, B and A stars.— Astron. and Astrophys., 1973, vol. 27, p. 261—271.
55. *Hall J. S.* Polarization of starlight in the Galaxy.— Publ. Naval Obs. Second ser., 1958, vol. 17, pt. 6, p. 275—342.
56. *Mathewson D. S., Ford V. L.* Polarization observations of 1800 stars.— Mem. Roy. Astron. Soc., 1970, vol. 74, pt. 5, p. 139—182.
57. *Poeckert R., Marlborough J. M.* Intrinsic linear polarization of Be stars as a function of $V \sin i$.— Astrophys. J., 1976, vol. 206, p. 182—195.
58. *Poeckert R., Bastien P., Landstreet J. D.* Intrinsic polarization of Be stars.— Astron. J., 1979, vol. 84, p. 812—830.
59. *Krautter J.* Polarization measurements of 313 nearby stars.— Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 39, p. 167—172.
60. *Варданян Р. А.* Поляриметрические наблюдения магнитных звезд.— Сообщ. Бюраканской обс., 1960, вып. 28, с. 9—15.
61. *McLean I. S., Brown J. C.* Polarization scattering in optically thin stellar envelopes. III. A statistical study of the oblatness and rotation of Be star envelopes.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 69, p. 291—296.
62. *Serkowski K., Mathewson D. S., Ford V. L.* Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction.— Astrophys. J., 1975, vol. 196, p. 261—290.
63. *Ефимов Ю. С.* Поляризационные наблюдения R Северной Короны во время ее минимума в 1977 г.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 17—26.
64. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
65. *Honda M., Ishida K., Noguchi T.* et al. Observations of a nova-like object in Vulpecula.— Tokyo Astron. Bull., 1979, N 262, p. 2983.
66. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977. 366 с.
67. *Wing R. F., Yorka S. B.* Comparison of temperature classes obtained by spectroscopic and photometric techniques: M-type dwarfs, giants, and supergiants.— In: Spectral classification of the future/Eds. M. F. McCarthy, A. G. D. Philip, G. V. Coyne. Vatican Observ., 1979, p. 519—534.
68. *Ridgway S. T., Joyce R. R., White N. M., Wing R. F.* Effective temperatures of late-type stars: the field giants from K0 to M6.— Astrophys. J., 1980, vol. 235, p. 126—137.
69. *Lee T. A.* Photometry of high-luminosity M-type stars.— Astrophys. J., 1970, vol. 162, p. 217—238.
70. *Белякина Т. С.* О затмении в двойной системе симбиотической звезды CI Cyg.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 59, с. 133—142.
71. *Воронцов-Вельяминов Б. А.* Газовые туманности и новые звезды. М.: Изд-во АН СССР, 1948. 588 с.
72. *Payne-Gaposchkin C.* The galactic novae. Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1957. 336 c.
73. *Geisel S. L., Kleinmann D. E., Low F. J.* Infrared emission of novae.— Astrophys. J., 1970, vol. 161, p. L101—104.
74. *Hyland A. R., Neugebauer G.* Infrared observations of Nova Serpentis 1970.— Astrophys. J., 1970, vol. 160, p. L177—180.
75. *Vrba F. J., Schmidt G. D., Burke E. W.* The infrared development of Nova Aquilae 1975.— Astrophys. J., 1977, vol. 211, p. 480—485.
76. *Ney E. P., Hatfield B. F.* The isothermal dust condensation of Nova Vulpeculae 1976.— Astrophys. J., 1978, vol. 219, p. L111—115.
77. *Sato S., Kawara K., Kobayashi Y.* et al. Infrared observations of Nova Vulpeculae 1976 (NQ Vul).— Publ. Astron. Soc. Japan, 1978, vol. 30, p. 419—432.
78. *Gehrz R. D., Grasdalen G. L., Hackwell J. A., Ney E. P.* The evolution of the dust shell of Nova Serpentis 1978.— Astrophys. J., 1980, vol. 237, p. 855—865.
79. *Clayton D. D., Wickramasinghe N. C.* On the development of infrared radiation from an expanding nova shell.— Astrophys. Space Sci., 1976, vol. 42, p. 463—476.
80. *Daniel J.-Y.* Monte Carlo simulation of light transfer in circumstellar dust shells.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 67, p. 345—353.
81. *Duerbeck H. W.* Light curve types, absolute magnitudes, and physical properties of galactic novae.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1981, vol. 93, p. 165—175.
82. *Feast M. W., Whitelock P. A., Catchpole R. M.* et al. The infrared variability and nature of symbiotic stars — II. RR Tel.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1983, vol. 202, p. 951—960.
83. *Haefner R., Metz K.* A photometric and polarimetric investigation of the old nova RR Pictoris.— Astron. and Astrophys., 1982, vol. 109, p. 171—178.

84. *Gallagher J. S.* Dust formation in novae.— Astron. J., 1977, vol. 82, p. 209—215.
85. *Mochnacki S.* Novalike object in Vulpecula.— IAU Circ., 1979, N 3350.
86. *Mustel E. R., Boyarchuk A. A.* Structure of envelopes ejected by novae.— Astrophys. Space Sci., 1970, vol. 6, p. 183—204.
87. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е.* Исследование Новой Лебедя 1975 = V1500 Cyg в Крымской астрофизической обсерватории. IV. Пространственно-кинематическая модель оболочки Новой.— Астрон. журн., т. 54, с. 488—493.
88. *Sasselov D. D.* Variable F-type supergiants far above the galactic plane.— Inform. Bull. Variable Stars, 1983, N 2314.
89. *Prialnik D., Shara M. M., Shaviv G.* The evolution of a slow nova model with a $z = 0.03$ envelope from pre-explosion to extinction.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 62, p. 339—348.
90. *Sparks W. M., Starrfield S., Truran J. W.* The slow nova.— In: Nova and related stars/Ed. M. Friedjung. Dordrecht: Reidel, 1977, p. 219.
91. *Nomoto K., Nariai K., Sugimoto D.* Rapid mass accretion onto white dwarfs and formation of an extended envelope.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1979, vol. 31, p. 287—298.
92. *MacDonald J.* CNO abundances and the strengths of nova outbursts and hydrogen flashes on accreting white dwarfs.— Astrophys. J., 1983, vol. 267, p. 732—746.
93. *Уильямс Р.* Оболочки новых.— В кн.: Современные проблемы астрофизики. М.: Знание, 1983, № 5, с. 46.
94. *Ferland G. J., Truran J. W.* On the carbon composition of the ejecta of DQ Herculis.— Astrophys. J., 1980, vol. 240, p. 608—611.
95. *Fadeyev Yu. A.* Models of pulsating low-massive yellow supergiants.— Astrophys. Space Sci., 1982, vol. 86, p. 143—155.
96. *Fadeyev Yu. A.* Graphite grain formation in the atmospheres of R Corona Borealis stars.— Astrophys. Space Sci., 1983, vol. 95, p. 357—368.

УДК 523.942.841

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭМИССИИ В ЛИНИЯХ H_α И H_β γ В СПЕКТРАХ НЕКОТОРЫХ Be-ЗВЕЗД: γ Cas, ζ Tau, 66 Oph

Т. С. Галкина

По спектрограммам, полученным на 1220-мм рефлекторе КАО с дифракционным спектрографом, с дисперсиями 30 и 15 Å/мм в областях спектрах H_α и H_β изучено поведение эмиссии в линиях H_α и H_β со временем в спектрах трех Be-звезд: γ Cas, ζ Tau, 66 Oph.

Обнаружены быстрые кратковременные (в интервале 15—20 у ζ Tau и 30—60 мин у γ Cas и 66 Oph) изменения относительных интенсивностей V- и R-компонентов эмиссионных линий H_α и H_β. Эти изменения сопровождаются изменениями лучевой скорости, измеренной по фиолетовому компоненту. В случае γ Cas замечено, что быстрые кратковременные изменения отношения V/R происходят около моментов перехода от $V/R > 1$ к $V/R < 1$. Выявлена многокомпонентная структура эмиссионных профилей H_β в спектре γ Cas и H_α в спектре ζ Tau, отражающая мелкие неоднородности оболочки.

ON THE VARIATIONS OF THE EMISSION IN H_α AND H_β LINES IN THE SPECTRA OF SOME Be STARS: γ Cas, ζ Tau, 66 Oph, by *T. S. Galkina*.— The behaviour of the emission in H_α and B_β lines in the spectra of Be stars γ Cas, ζ Tau, 66 Oph is studied. The spectrograms were taken on the 1220 mm reflector and a grating-spectrograph with dispersions 30 and 15 Å/(mm.

Short time-scale variations (30—60 minutes) in the relative intensities of V and R components of the H_α and H_β emission lines are discovered. They are accompanied by changes in the radial velocities of the V-component. It is noted that the activity of γ Cas increases when the relative intensities are being changed from $V/R > 1$ to $V/R < 1$. The structure of H_β emission line profiles in the spectrum of γ Cas and the one of H_α line in ζ Tau is multicomponental, that indicates tiny inhomogenities of the envelope.

Изучению классических Be-звезд, какими являются γ Cas, ζ Tau и 66 Oph, посвящено большое количество исследований, как фотометрических так и спектральных, которые указывают на наличие переменности и в спектрах, и в блеске в шкалах времени годы, месяцы и сутки [1]. В последнее десятиле-

тие, благодаря прогрессу в наблюдательной технике, стали появляться сообщения об изменениях в спектрах некоторых звезд этого класса в интервалах времени сутки, часы и даже минуты [2, 3]. Изменения в спектрах Be-звезд в короткой шкале времени чаще бывают нерегулярными, их еще нужно подтвердить; но есть и периодические, как, например, найденные А. Тарасовым и А. Щербаковым у 59 Cyg [3], или в спектре ω CMa, для которой Бааде [1] нашел изменения в спектре с периодом 1,36 сут. Изменения в спектрах Be-звезд в короткой шкале времени относят к нерадиальным пульсациям, эти изменения могут быть обусловлены взаимодействием в двойной системе и вращением активных областей на поверхности одиночной звезды. Накопление наблюдательных данных о быстрых колебаниях в спектрах Be-звезд безусловно поможет понять физические процессы, которые имеют место в атмосферах и оболочках Be-звезд.

В последние годы проводились спектральные наблюдения нескольких Be-звезд на 1220 -мм рефлекторе и на телескопе АЗТ-8 КАО, с целью поиска переменности в их спектрах, в частности эмиссии в линиях водорода. Ниже излагаются результаты анализа поведения эмиссии в линиях H_α и H_β в спектрах γ Cas, 66 Oph и H_α в спектре ζ Tau.

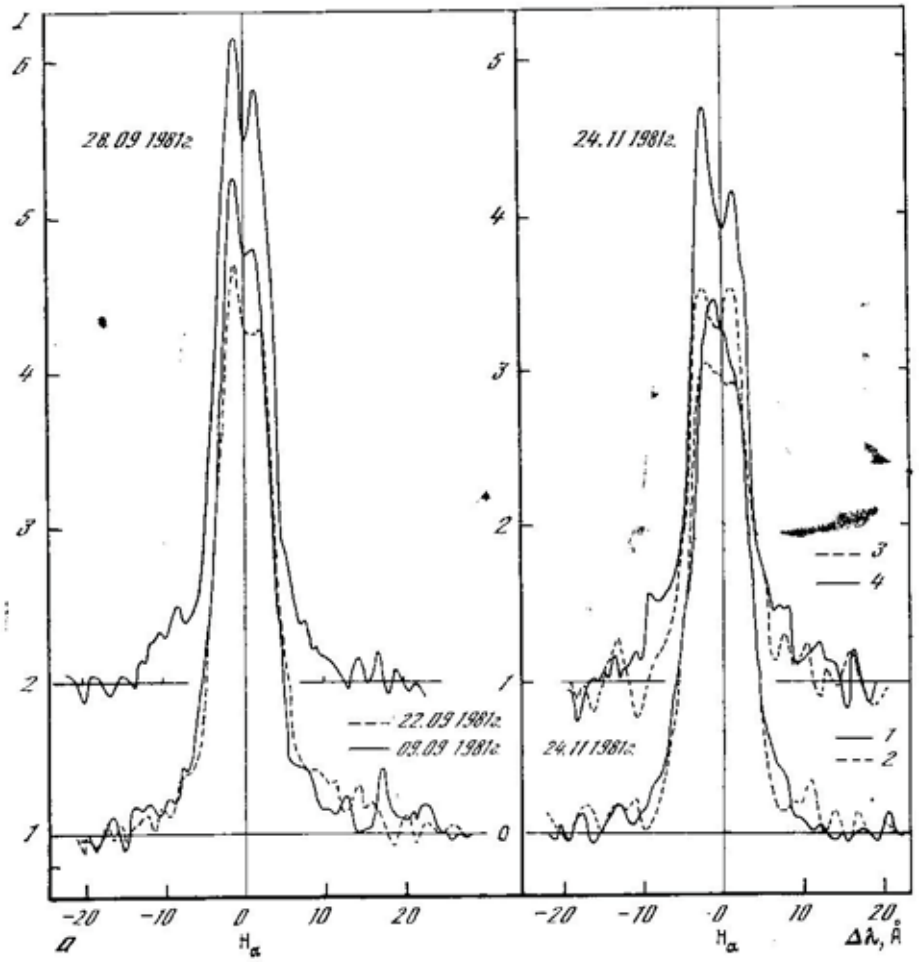
Гамма Кассиопеи. Наблюдения γ Cas ведутся нами с 1977 г. Некоторые результаты анализа профилей эмиссионных линий водорода изложены в [4] и [5]. В сезоны сентябрь — декабрь 1981 и 1982 гг. получен обширный наблюдательный материал для γ Cas на 1220-мм рефлекторе с дифракционным спектрографом в областях H_α и видимой (λ3600—4950 Å) с дисперсиями 30 и 15 Å/мм. Данные наблюдений приведены в табл. 1. Здесь в первом столбце — дата, во втором — время наблюдения, в третьем — область спектра и в последнем — число спектрограмм *n*. Время экспозиции для H_α составляло от 30 до 120 с, для H_β 10—15 мин в 1981 г. и 6—7 мин в 1982 г.

Записи спектров были сделаны на микрофотометре в интенсивностях, профили эмиссионных линий строились по обычной методике. На рис. 1 (*а*, *б*, *в*) приведены профили линии H_α для избранных наблюдений с сентября по декабрь 1981 г. (рис. 1, *а*, *б*) и 1982 г. (рис. 1, *в*). Здесь по оси ординат — интенсивность эмиссии в единицах непрерывного спектра, по оси абсцисс — расстояние от центра линии; нуль соответствует значению длины волны ли-

Таблица 1

Данные наблюдений

Дата	Время наблюдений (UT)	Область спектра, Å	*n*	Дата	Время наблюдений (UT)	Область спектра, Å	*n*
1981 г.				13.09	21^h42^m—21^h55^m	5300—6750	6
09.09	21^h16^m—21^h30^m	5300—6750	3	13.09	22 10 —22 16	H_β	1
22.09	20 46 —21 20	5300—6750	4	16.09	21 46 —21 55	5300—6750	4
22.09	21 48 —22 08	4350—4950	2	16.09	22 08 —22 20	H_β	2
28.09	20 52 —21 34	5300—6750	5	19.09	22 04 —22 15	5300—6750	4
28.09	23 00 —23 48	4350—4950	3	19.09	22 27 —22 40	H_β	2
30.09	21 27 —21 50	5300—6750	3	21.09	21 30 —21 43	5300—6750	6
05.10	20 08 —21 18	5300—6750	5	21.09	21 59 —22 10	H_β	2
05.10	21 40 —22 10	4350—4950	2	14.10	19 57 —20 10	5300—6750	6
27.10	20 04 —20 07	5300—6750	1	14.10	20 24 —20 38	H_β	2
28.10	21 56 —22 20	5300—6750	5	22.10	19 54 —20 04	5300—6750	6
28.10	22 42 —23 14	4350—4950	2	22.10	20 48 —20 55	H_β	1
24.11	17 50 —18 28	5300—6750	6	27.10	19 45 —19 56	5300—6750	6
24.11	18 46 —19 18	5350—4950	3	27.10	20 09 —20 25	H_β	2
22.12	18 24	5300—6750	1	01.11	19 18 —19 28	5300—6750	5
22.12	18 41 —19 00	4350—4950	2	03.11	18 47 —19 02	5300—6750	6
23.12	17 48 —18 02	5300—6750	4	03.11	19 13 —19 27	H_β	2
23.12	16 30 —16 47	4350—4950	2	10.11	18 52 —19 05	5300—6750	6
1982 г.				10.11	19 19 —19 33	H_β	2
07.09	23 10 —23 15	5300—6750	2	22.12	16 33 —16 45	5300—6750	6
09.09	23 01 —23 07	5300—6750	2	22.12	17^h03^m—17^h17^m	H_β	2
09.09	23 27 —23 34	H_β	1				



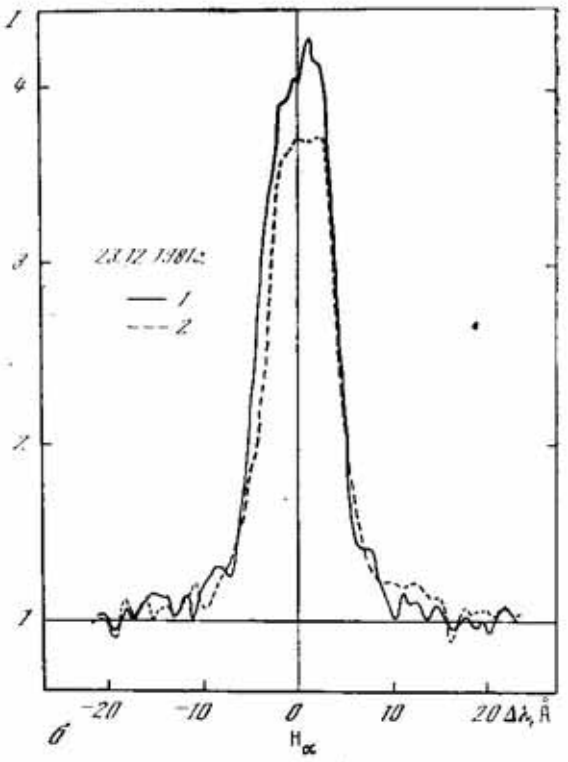
нии H_α, равному λ6562,83 Å, не исправленному за лучевую скорость звезды и за скорость движения Земли вокруг Солнца.

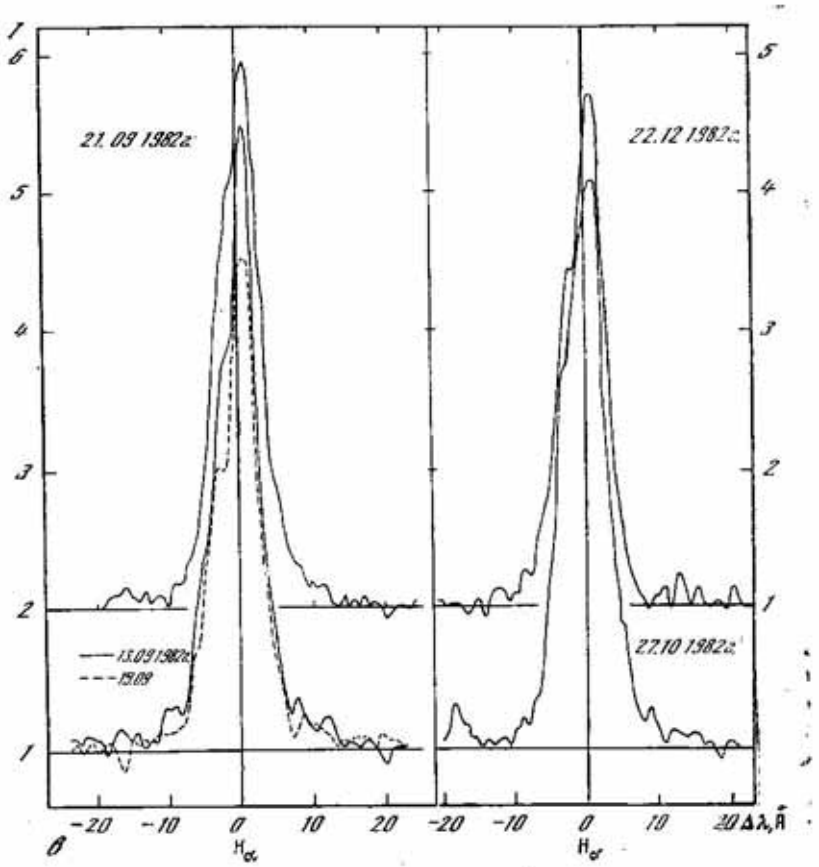
Из рассмотрения рисунков можно видеть, что профиль линии H_α в сентябре — октябре асимметричен, фиолетовый (V) компонент превышает по интенсивности красный (R). В ноябре, а именно 24.11.1981 г., обнаруживаются резкие колебания как полной интенсивности эмиссии, так и относительной интенсивности компонентов в интервале времени меньше одного часа. Эти колебания происходили так: вначале уменьшается интенсивность фиолетового компонента, затем интенсивности фиолетового и красного компонентов уравниваются, и спустя несколько минут фиолетовый компонент, как бы вспыхнув, резко увеличивает интенсивность. При этом ширина всего профиля становится несколько больше в сравнении с предыдущими, эквивалентная ширина эмиссии также увеличивается. После этого периода нестабильности в декабре 1981 г. отношение интенсивности V/R стало меньше 1 (см. рис. 1, *б*). Наблюдения в сентябре — декабре 1982 г. показывают, что все это время отношение V/R было меньше 1 (рис. 1, *в*). Здесь профиль также асимметричен, преобладает интенсивность красного компонента, но абсорбционное ядро четко выделить нельзя.

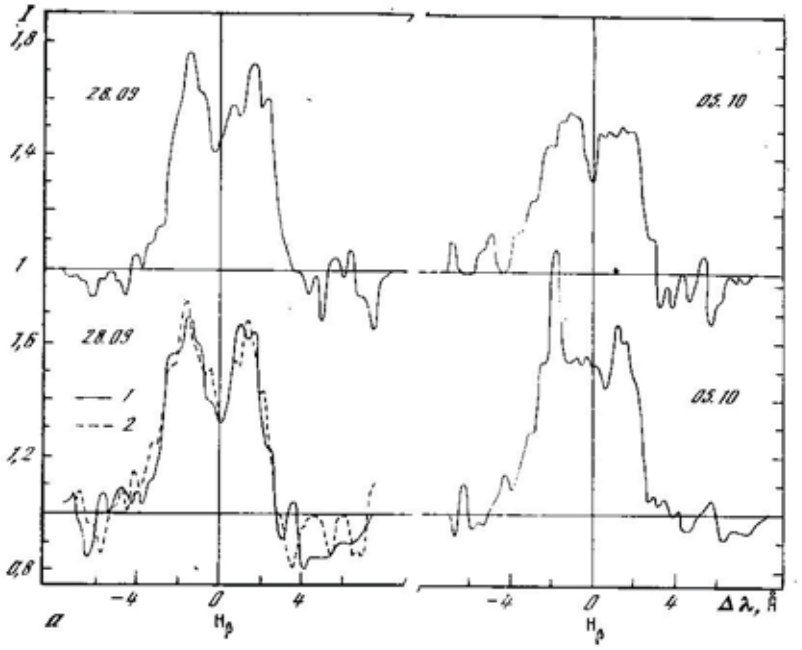
Реальна ли картина такого быстрого изменения, обнаруженного на профиле эмиссионной линии H_α? Для проверки этого были изучены профили линии H_β, наблюдавшейся в эти же ночи, в моменты, близкие к наблюдениям H_α. На рис. 2 (*а*, *б*, *в*) показаны профили линии H_β для некоторых наблюдений в сентябре — декабре 1981 г. Здесь можно видеть, что профиль линии H_β, полученный с дисперсией 15 Å/мм, показывает сложную структуру: на основные два компонента накладываются более мелкие детали. Аналогично профилю H_α в сентябре — октябре 1981 г. (рис. 2, *а*, *б*) профиль H_β

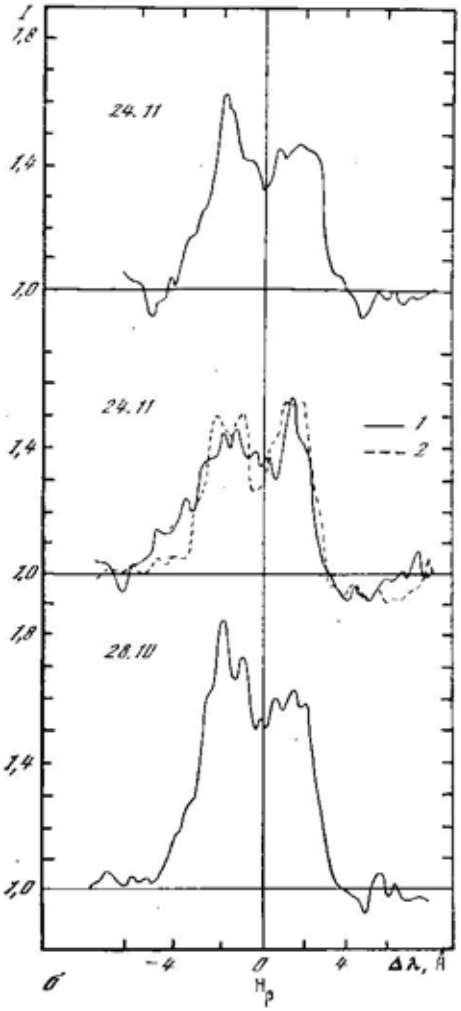
Рис. 1. Профили линии H_α в спектре γ Cas в разные периоды наблюдений

а — сентябрь — ноябрь 1981 г., *б* — декабрь 1981 г., *в* — ноябрь — декабрь 1982 г. *1—4* соответствуют моментам наблюдений, отмеченным этими же цифрами в табл. 2









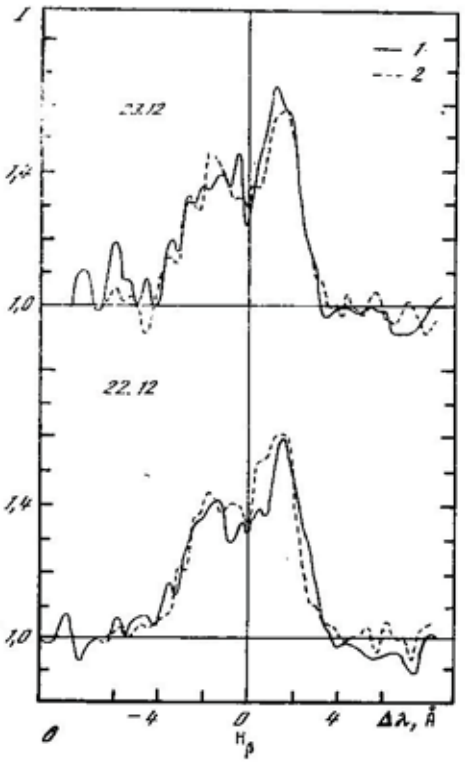


Рис. 2. Профили линии H_β в спектре γ Cas в 1981 г.

Сплошной и штриховой линиями для некоторых дат показаны профили, полученные в разные моменты (см. табл. 3))

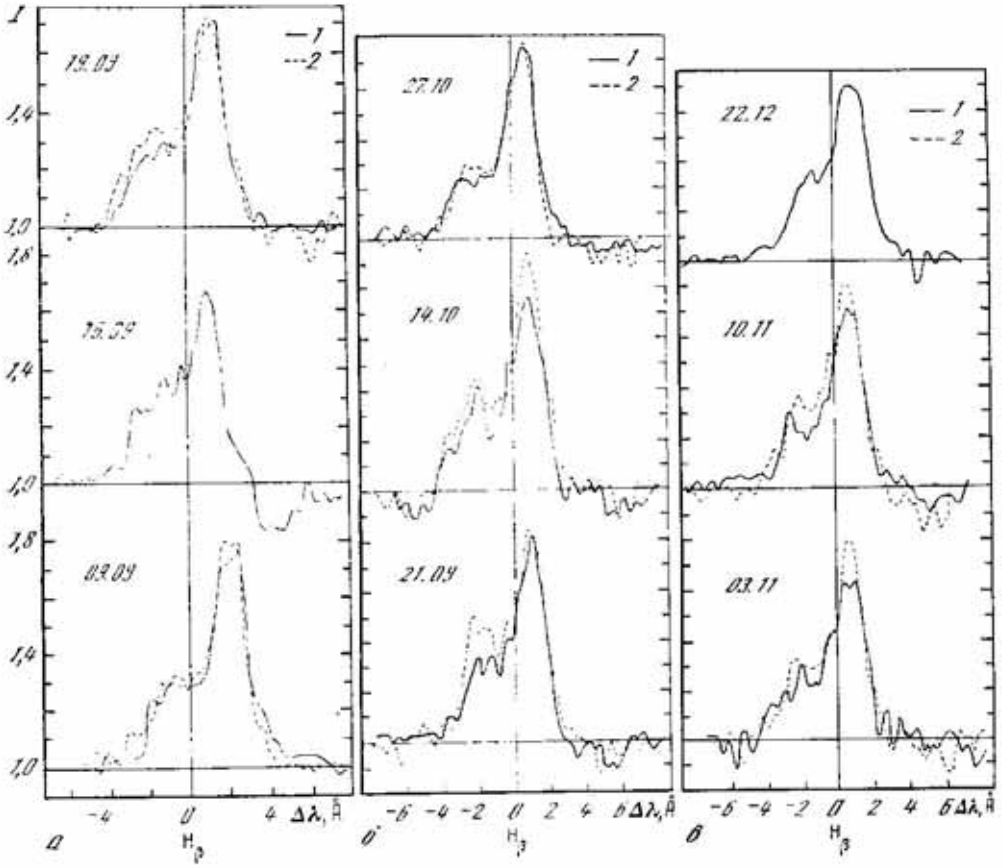


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для 1982 г.

показывает асимметрию с преобладанием интенсивности фиолетового компонента.

24.11 1981 г., когда были замечены кратковременные колебания на профиле линии H_α, профиль линии H_β, как видно на рис. 2, *б*, показывает аналогичные быстрые изменения относительной интенсивности V- и R-компонентов в такой же последовательности, как и у H_α, а именно: небольшое уменьшение общей интенсивности эмиссии, почти выравнивание интенсивностей V- и R-компонентов и в следующий момент — резкое возрастание интенсивности V-компонента. В декабре (рис. 2, *в*) становится преобладающим по интенсивности красный компонент. Отношение интенсивностей фиолетового и красного компонентов (V/R) меньше 1 в линии H_β (рис. 3, *а*, *б*, *в*) остается и в 1982 г., как и у H_α.

При рассмотрении рис. 3 обращает на себя внимание сложная структура профиля линии H_β: на основные V- и R-компоненты накладываются отдельные детали, которые часто повторяются от одного спектра к другому, свидетельствуя о реальности их существования. Такая сложная структура профилей обусловлена большими неоднородностями в окружающей звезду оболочке.

Для всех наблюденных профилей были сделаны оценки их параметров. Эти данные приведены в табл. 2 и 3 соответственно для H_α и H_β. Здесь в первом столбце — дата, во втором — юлианская дата, в последующих столбцах — эквивалентная ширина, интенсивности V- и R-компонентов, их отношение (I_V/I_R), полуширина линии $\Delta\lambda$, ширина в крыльях *b*. На рис. 4 показаны изменения со временем эквивалентных ширин W_λ линий H_α и H_β и отношения интенсивностей V/R. Значения W_λ и отношения V/R линии H_α для 1980 г. взяты из [5]. На рисунке видно, что с 1980 г. эквивалентная

Таблица 2

Параметры эмиссионной линии H_α в спектрах γ Cas

Дата	Номер спектра	J. D	W_λ, Å	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda\left(\frac{I}{2}\right)$, км/с	b, км/с	v_r, км/с V	A	R
1981 г.		2444...									
09.09	1	857,394	34,5	5,28	4,78	1,10	320	1325	—82	—	66
22.09	1	870,367	32,7	4,69	4,29	1,09	356	1302	—94	—	56
	2	870,371	36,9	4,71	4,46	1,05	366	1389			
28.09	1	876,372	34,7	5,16	4,84	1,07	356	1191	—93	—15	63
	2	876,399	24,2	4,00	3,69	1,08	356	1244			
30.09	1	878,396	34,3	5,80	4,84	1,20	300	1196	—94	—13	60
	2	878,410	32,2	4,76	4,65	1,02	333	854:			
05.10	1	883,342	32,2	5,03	4,73	1,07	342	1160	—106	—13	75
27.10	1	905,340	—	—	—	—	—	—	—120	—	50
28.10	1	906,422	—	—	—	—	—	—	—115	—24	67
24.11	1	933,244	28,2	4,47	4,10:	1,09	340	1070	—116	—33	53
	2	933,247	27,9	4,05	3,90	1,04	392	1050			
	3	933,251	22,2	3,54	3,54	1,00	356	960			
	4	933,262	31,6	4,69	4,15	1,13	360	1370			
22.12	1	961,267							—102	—	64
23.12	1	962,240	28,4	3,94	4,28	0,92	363	1370	—90	—2	66
	2	962,242	23,2	3,58	3,73	0,96	336	1025			
1982 г.		2445...									
07.09	1	220,465	—	—	—	—	—	—	—113	—	70
09.09	1	222,431	31,5	4,00	5,10	0,78	330	1233	—116	—	36
13.09	1	226,404	23,9	2,70	4,50	0,60	260	1180	—106	—	47
	2	226,409	29,6	3,76	5,50	0,68	243	1198			
16.09	1	229,408	28,9	3,3	4,76	0,69	295	1337	—117		40
19.09	1	232,423	24,6	3,0	4,52	0,67	278	1285	—102		47
	2	232,427	30,2	3,8:	4,92	0,77	330	1146			
21.09	1	234,399	28,9	4,0:	4,95	0,81	330	1146	—112	—	35
14.10	1	257,332	31,3	4,12	5,01	0,82	339	1024	—110	—	46
	2	257,333	31,7	3,72	5,22	0,71	312	1129			
22.10	1	265,329	28,0	3,85	5,26	0,73	286	955			
	2	265,332	25,6	3,46	4,59	0,75	330:	1050	—100	—	39
	3	265,335	29,2	4,30	4,87	0,88	330	1129			
27.10	1	270,324	31,1	4,07	5,36	0,76	293	990	—115	—	39
	2	270,330	31,2	3,68	5,07	0,72	313	1389			
01.11	1	275,306	20,9	3,0:	3,52	0,83:	330	1129	—100	—	32
	2	275,310	23,7	3,64	4,50	0,84	286	1001			
03.11	1	277,283	25,5	3,35	4,34	0,77	320	1030	—98	—	32
10.11	1	284,287	30,4	3,59	5,51	0,65	271	1198	—90	—	36
	2	284,295	28,1	3,77	4,93	0,76	225	1163			
22.12	1	326,190	23,8	3,48	4,73	0,74	295	990	—117		21

ширина линии H_α уменьшилась в среднем примерно на 10 Å. Такая же тенденция уменьшения W_λ с 1981 г. замечается и для линии H_β.

Интересным представляется изменение относительной интенсивности V- и R-компонентов. И для H_α, и для H_β ход переменности со временем отношения V/R одинаковый. В 1980 г. величины V/R были значительно больше 1. В 1981 г. происходит выравнивание интенсивностей V- и R-компонентов, и в 1982 г. это отношение становится значительно меньше 1. Заметим, что кратковременные изменения отношения V/R, о которых говорилось выше, случались около моментов перехода величины V/R через 1, от $V/R > 1$ на $V/R < 1$. Полагаем, что эти события взаимосвязаны.

На рис. 5 показаны измерения лучевой скорости, полученные по фиолетовому (V), абсорбционному (A), красному (R) компонентам линии H_α. Численные значения их, исправленные за вращение Земли, приведены в трех последних столбцах табл. 2. И здесь обращает на себя внимание тот факт, что в моменты перехода величины отношения от $V/R > 1$ на $V/R < 1$ (октябрь — ноябрь 1981 г.) лучевая скорость, определенная по V-компоненту, становится большей по абсолютной величине. Резкое увеличение интенсивности фиолетового компонента сопровождалось увеличением отрицательной

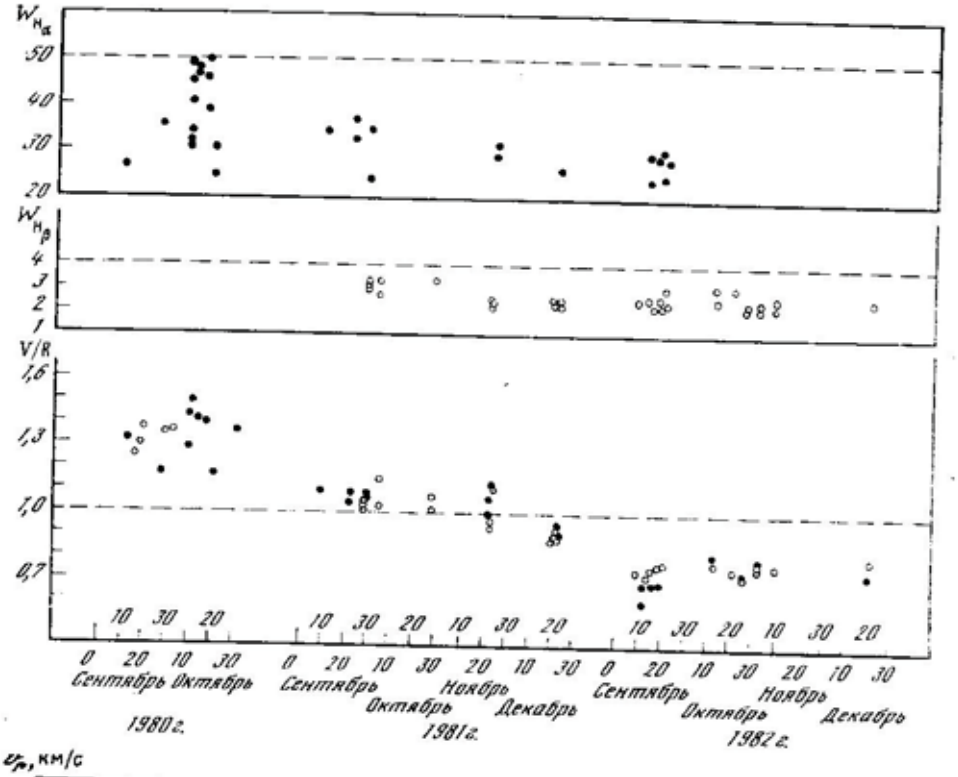
Таблица 3

Параметры эмиссионной линии H_β в спектре γ Cas

Дата	Номер спектра	J. D.	W_λ, Å	I_V	I_R	I_V/I_R	b, км/с
			2444...				
28.09 1981 г.	1	876,464	2,93	1,69	1,67	1,01	537
	2	876,472	3,08	1,75	1,68	1,04	510
	3	876,488	3,25	1,76	1,73	1,02	501
05.10	1	883,408	3,34	1,92	1,67	1,15	564
05.10	2	883,420	2,68	1,55	1,50	1,03	537
28.10	1	906,450	2,69:	1,59:	1,57	1,01:	471
	2	906,464	3,38	1,85	1,63	1,07	496
24.11	1	933,285	2,25	1,46	1,56	0,94	521
	2	933,293	2,30	1,50	1,55	0,97	463
	3	933,302	2,49	1,63	1,47	1,11	463
22.12	1	961,282	2,35	1,42	1,60	0,89	528
	2	961,289	2,45	1,44	1,60	0,90	537
23.12	1	962,190	2,44	1,46	1,66	0,88	447
	2	962,198	2,31	1,46	1,59	0,92	447
			2445...				
09.09 1982 г.	1	222,479	2,46	1,30	1,76	0,74	540
13.09	1	226,426	2,45	1,30	1,80	0,72	495
16.09	1	229,426	2,15	1,26	1,67	0,75	540
19.09	1	232,438	2,18	1,29	1,72	0,75	477
	2	232,444	2,43	1,35	1,72	0,78	450
21.09	1	234,419	2,33	1,34	1,81	0,74	450
	2	234,422	2,87	1,50	1,84	0,82	495
14.10	1	257,353	2,46	1,41	1,76	0,80	441
	2	257,358	3,06	1,44	1,94	0,74	477
22.10	1	265,369	3,00	1,45	1,93	0,75	495
27.10	1	270,342	2,24	1,24	1,75	0,71	492
	2	270,349	2,18	1,29	1,76	0,73	438
03.11	1	277,304	2,12	1,30	1,64	0,79	460
	2	277,309	2,31	1,32	1,80	0,73	477
10.11	1	284,308	2,16	1,31	1,71	0,77	447
	2	284,313	2,50	1,37	1,81	0,76	450
22.12	1	326,215	2,47	1,36	1,71	0,80	568

лучевой скорости, что указывает на эруптивный характер процессов, происходящих в атмосфере γ Cas. Нестабильность возрастает в моменты, когда интенсивности V- и R-компонентов становятся сравнимыми по величине. Общая картина изменения лучевой скорости γ Cas с 1981 г. по 1982 г., как видно на рисунке, показывает тенденцию уменьшения v_r от значений 60 до 40 км/с для компонента R с разбросом значений ото дня ко дню. Небольшой наклон в сторону больших по абсолютной величине отрицательных значений v_r показывает и компонент V. Ошибка в определении v_r составляет ± (4—5) км/с.

Дзета Тельца. Еще бо́льшая нестабильность в поведении эмиссии в линиях водорода обнаружена у ζ Tau. Наблюдения ее в области H_α охватывают всего один месяц, с 30.03 по 27.04 1983 г. За это время ζ Tau наблюдалась 10 ночей, получено 30 спектрограмм с дисперсией 30 Å/мм. Время экспозиции составляло от 5 до 15 мин. Данные наблюдений приведены в табл. 4. Здесь в первом столбце — дата, во втором — номер спектра, в третьем — момент наблюдений в юлианских днях, в последующих столбцах — параметры эмиссии в линии H_α аналогично приведенным в табл. 2. Как и для γ Cas, были построены и изучены профили эмиссионной линии H_α. Для избранных ночей наблюдений такие профили, приведенные к уровню континуума, показаны на рис. 6, *а*, *б*. Здесь можно видеть, как изменяются относительные интенсивности V- и R-компонентов за короткие интервалы времени (от 15 до 50 мин), например 30.03 и 03.04 1983 г. Характер изменения профиля H_α



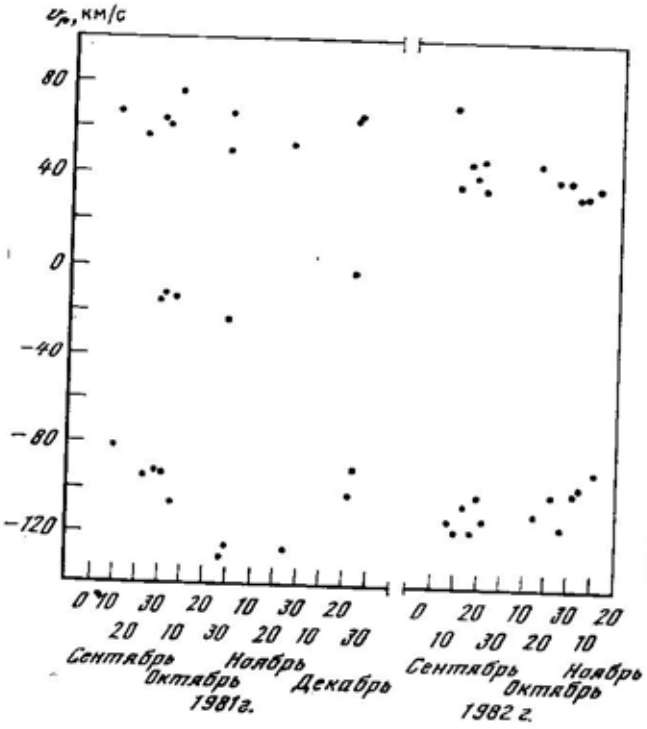


Рис. 4. Эквивалентные ширины эмиссионных линий H_α, H_β и отношение интенсивностей V/R компонентов эмиссионных линий H_α (точки) и H_β (кружки) по наблюдениям в сентябре—октябре 1980 г., сентябре — декабре 1981 г. и сентябре—декабре 1982 г.

Рис. 5. Лучевые скорости по компонентам V, A, R эмиссионной линии H_α для γ Cas в 1981 г. и 1982 г.

В трех последних столбцах табл. 2 приведены лучевые скорости, определенные по компонентам линии H_α

в спектре ζ Tau 03.04 1983 г. очень похож на изменения, которые были обнаружены у γ Cas в ноябре 1981 г.

На рис. 6, *а* цифрами 1, 2, 3 (30.04 1983 г.) обозначены профили, полученные в моменты соответственно: 17 ч 14 мин, 17 ч 25 мин и 18 ч 05 мин (UT), когда происходили резкие изменения в относительной интенсивности компонентов. В первый момент V > R, затем V ≈ R, и в третий момент — резкий всплеск интенсивности V-компонента. Все последующие наблюде-

Таблица 4

Параметры эмиссионной линии H_α в спектре ζ Tau

Дата, 1983 г.	Номер спектра	J. D. 2445...	W_λ, Å	I_V	I_R	$\frac{I_V}{I_R}$	$\Delta\lambda\left(\frac{I}{2}\right)$	b, км/с	v_r, км/с V	A	R	n
30.03	1	424,258	27,54	3,36	3,49	0,96	465	1282	−91	+15	+158	6
	2	424,264		3,56	3,38	1,05	465	1319				
01.04	1	426,306	29,16	3,47	3,66	0,95	496	1453	−74	+13	+138	2
	2	426,316		3,48	3,44	1,01	496	1504				
03.04	1	428,217	27,08	3,52	3,50	1,01	480	1420	−73	+20	+146	5
		428,223		3,22	3,25	0,99	456	1353				
	2	428,245		3,23	3,21	1,01	495	1454				
	3	428,251		3,80	3,47	1,10	465	1302				
05.04	1	430,224	32,78	3,64	4,05	0,90	450	1691	−86	+27	+149	3
	2	430,232		3,71	3,93	0,94	482	1505				
	3	430,238		3,59	3,58	1,00						
09.04	1	434,424	27,80	3,58	3,62	0,99	482	1691	−73	+33	+145	3
	2	434,233		3,51	3,67	0,96	440	1302				
	3	434,248		3,90	4,15	0,94	490	1353				
11.04	3	436,233	37,71	4,14	4,18	0,99	473	1462	−67	+24	+153	3
	2	436,246		3,68	3,77	0,98	507	1522				
	1	436,256		3,64	3,94	0,92	482	1488				
13.04	1	438,230	26,30	—	—	—	—	1606	−50	+30	+157	1
15.04	1	440,217	27,47	3,44	3,94	0,87	456	1437	−83	+30	+153	2
	2	440,229		3,15	3,54	0,89	473	1371				
19.04		444,245		3,52	4,33	0,81	473	1640	−98	+25	+150	3
	1	444,258	35,39	3,75	4,32	0,87	456	1691				
	2	444,268		3,66	4,28	0,86	450	1437				
27.04	1	452,248	21,47	2,67	3,22	0,84	478	1308	−114	+25	+145	1

ния ζ Tau до конца апреля показывают отношение $V/R < 1$, причем величина отношения V/R постепенно уменьшалась со временем. При этом уменьшалась и полная интенсивность эмиссии, изменялась структура профиля: появлялись отдельные детали, особенно четкие на фиолетовом компоненте, отражающие мелкие неоднородности нестабильной оболочки.

Определены следующие параметры эмиссионной линии H_α: W_α, I_V, I_R и их отношение I_V/I_R, которые приведены в столбцах 4—7 табл. 4. В столбцах 10—12 табл. 4 даны оценки лучевой скорости по компонентам линии H^α (V — фиолетовый, A — абсорбционное ядро, R — красный). На рис. 7 показаны изменения со временем лучевой скорости и отношения V/R. Здесь можно видеть, что красный компонент и абсорбционное ядро не показывают в пределах ошибок заметных изменений со временем. Ошибка измерений показана вертикальными черточками. В то же время фиолетовый компонент обнаруживает большее смещение в сторону отрицательных значений v_r от −75 до −114 км/с одновременно с уменьшением отношения V/R (нижняя часть рисунка).

66 Змееносца. Эта звезда принадлежит к числу немногих звезд Be, для которых из наблюдений УФ-области спектра найдена потеря массы, хотя большой активности в видимой области она не проявляла [6]. В 1982 г. нами было получено несколько спектрограмм этой звезды в видимой области спектра и области H_α параллельно наблюдениям ее, проводившимся на телескопе АЗТ-8 с пятиканальным спектрофотометром. Последние будут анализироваться в дальнейшем. Данные наблюдений и оценки параметров эмиссионных линий H_α и H_β приведены в табл. 5. Здесь в первых трех столбцах — дата наблюдений, номер спектра и момент наблюдений в юлианских днях, в последующих столбцах — параметры линий H_α и H_β: эквивалентная ширина, интенсивность V- и R-компонентов, их отношение, полуширина и ширина в крыльях. На рис. 8 и 9 приведены профили H_α и H_β. Легко видеть и в таблице, и на рисунках, что 66 Oph обладает сильной эмиссией в линии H_α, интенсивность последней в максимуме в среднем в 10 раз превышает уровень континуума. Профиль линии H_α имеет двухкомпонентную структуру,

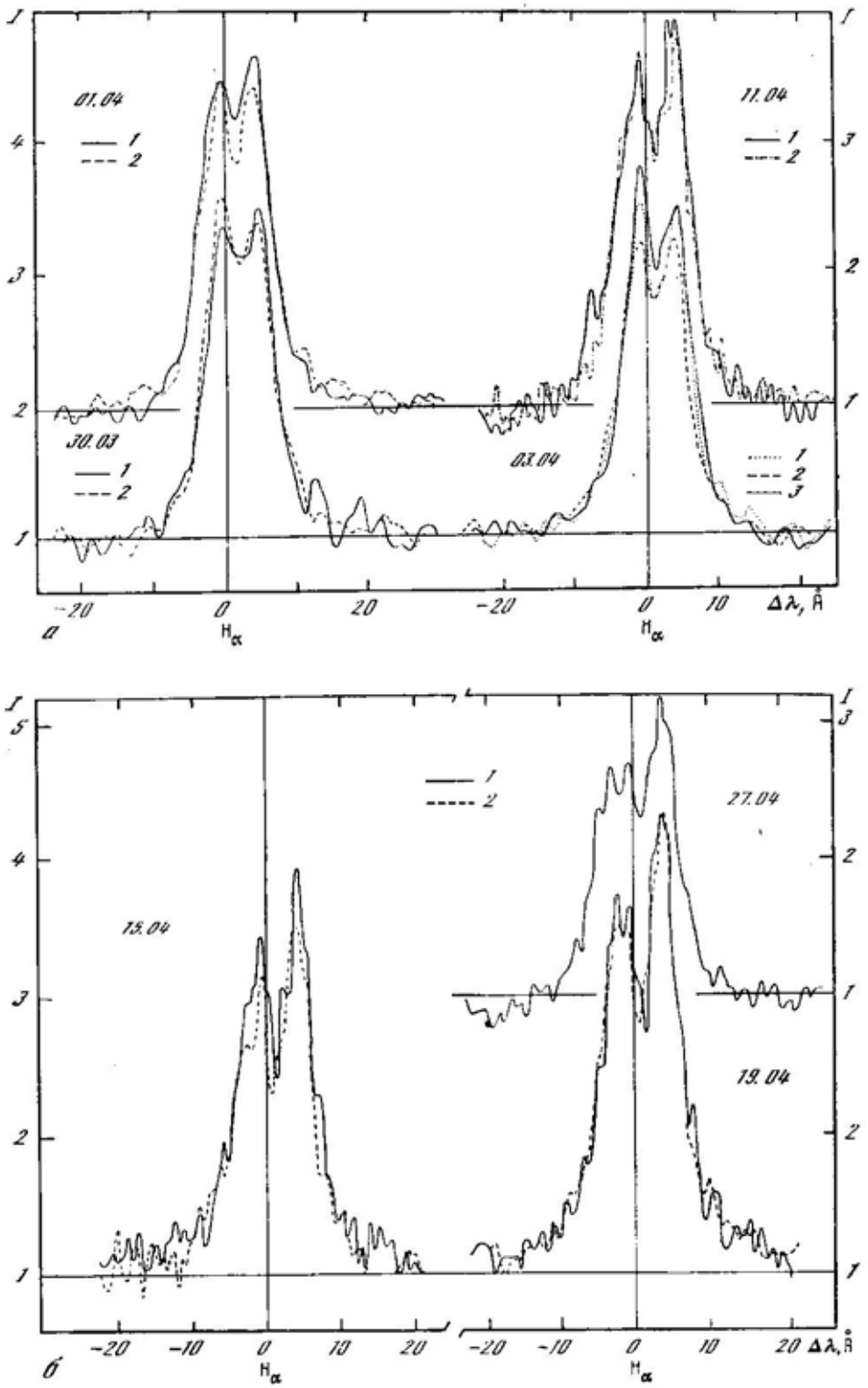


Рис. 6. Профили линии H_α в спектре ζ Tau в марте—апреле 1983 г.

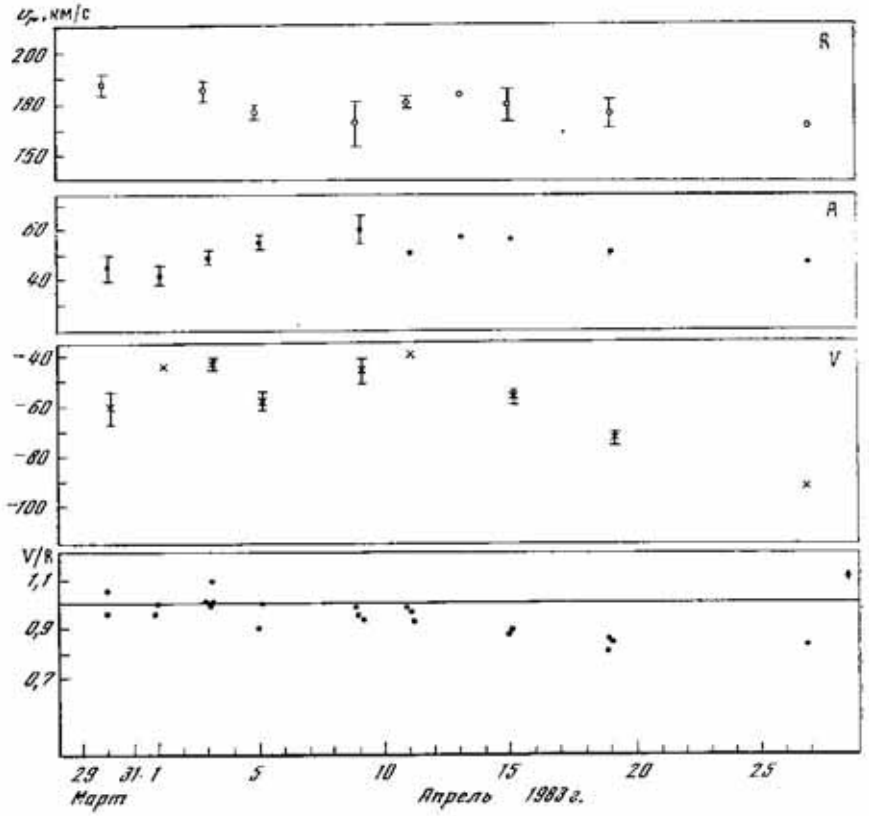
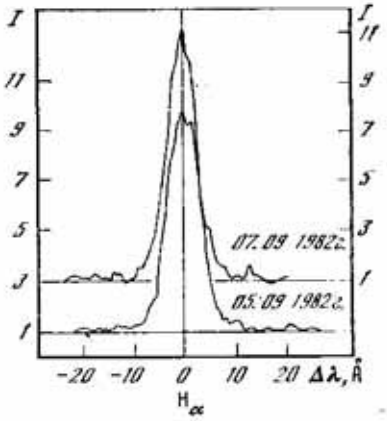


Рис. 7. Лучевая скорость по компонентам линии H_α и отношение V/R в спектре ζ Tau в марте—апреле 1983 г.

Рис. 8. Профили линии H_α в спектре 66 Oph



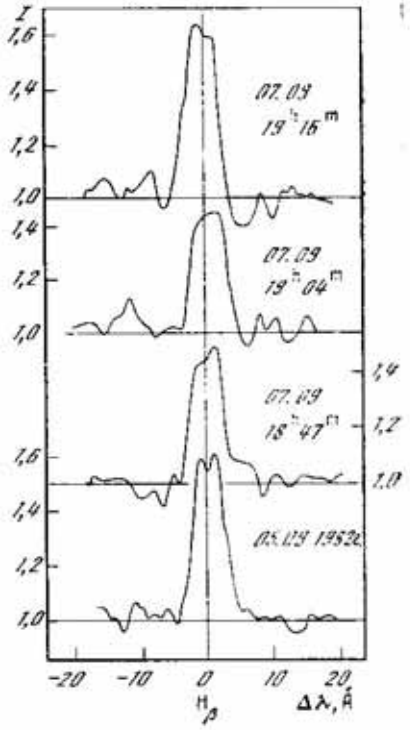


Рис. 9. Профили линии H_β для 66 Oph по наблюдениям 5.09 и 7.09 1982 г. для трех моментов наблюдений (UT)

Таблица 5

Параметры линий H_α и H_β в спектрах 66 Oph

Дата, 1982 г.	Номер спектра	J.D. 2445...	W_λ, Å	I_V	I_R	$\frac{I_V}{I_R}$	$\Delta\lambda\left(\frac{I}{2}\right)$, км/с	b, км/с	$\frac{W_\lambda(H_\alpha)}{W_\lambda(H_\beta)}$
				H_α					
05.09	1	218,274	72,35	9,8	9,3	1,05	345	1500	21,5
07.09	1	220,260	72,75	11,2	9,8	1,14	275	1500	24,1
13.08	1	226,242	68,80	9,5			312	1100	24,1
				H_β					
05.09	1	218,318	3,36	1,59	1,61	0,99	310	700	
07.09	1	220,283	2,92	1,43	1,49	0,96	340	777	
	2	220,294	2,59	1,40:	1,45	0,96:	360	700	
	3	220,303	3,57	1,64	1,60	1,03	350	545	
13.09	1	226,278	2,86	1,50	1,52	0,98	325	596	

эквивалентная ширина ее по наблюдениям в сентябре 1982 г. была в среднем 70 Å. На рис. 8 показаны профили линии H_α для двух моментов наблюдений 05 и 07.09 1982 г., и на рис. 9 — профили H_β для тех же ночей. Три профиля линии H_β, полученные в интервале 30 мин, показывают изменения относительной интенсивности компонентов, аналогичные тем, что были найдены у Гаммы Кассиопеи и Дзеты Тельца.

Выполненное исследование эмиссионных профилей линий H_α и H_β у трех Be-звезд, γ Cas, ζ Tau и 66 Oph, позволяет заключить, что в спектрах этих звезд имеют место изменения относительной интенсивности эмиссионных компонентов в шкале времени нескольких десятков минут (от 10—15 мин до 1 ч) наряду с изменениями ото дня ко дню и более длительными.

В случае γ Cas нестабильность в изменениях относительной интенсивности V- и R-компонентов возрастает около моментов, когда происходит переход от $V/R > 1$ к $V/R < 1$. Непрерывный ряд однородных наблюдений γ Cas, начатый в 1977 г., показывает, что такие изменения отношения V/R происходят с периодичностью три года. Следует заметить, что обнаруженные рентгеновские вспышки γ Cas имеют примерно такую же периодичность. Весьма вероятно, что рентгеновское излучение обнаруживается как раз в эти моменты повышенной активности звезды, когда эмиссионные линии проявляют обнаруженные нами быстрые колебания их интенсивности и отношения интенсивностей компонентов.

Естественно, чтобы понять физические условия в оболочках Be-звезд, выбрать окончательную модель оболочки и звезды, необходимы дальнейшие наблюдения их в разных участках спектра.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Slettebak A.* Spectroscopic observations of Be stars in the photographic and visual regions.— IAU Symp. N 98, «Be stars», 1982, p. 109.
2. *Percy J. R.* Short-period variability in Be stars.— Bul. Be star Newsletter, 1982, N 6, p. 8.
3. *Тарасов А. Е., Щербаков А. Г.* О периодичности быстрых изменений профиля H_α в спектре Be-звезды 59 Cyg.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 70.
4. *Галкина Т. С.* О поведении эмиссии в спектре γ Cas в сентябре—ноябре 1977 г. и в сентябре—октябре 1979 г.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 72.
5. *Иванова З. К., Галкина Т. С.* Эмиссионные линии водорода в спектре Гаммы Кассиопеи в 1979—80 гг.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69.
6. *Peters G. I.* The nature of the high velocity discrete mass loss in Be stars.— Bull. Be star Newsletter, 1982, N 6, p. 17.

УДК 524.33+524.352

О ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИИ H_α В МАКСИМУМЕ БЛЕСКА WW Vul

Г. В. Зайцева, А. Е. Тарасов, А. Г. Щербаков

В апреле — октябре 1983 г. были проведены фотоэлектрические (*UBV*) и спектральные наблюдения быстрой неправильной переменной звезды WW Vul (Sp A3e), находившейся в максимуме блеска. Зарегистрированы сильные изменения эквивалентной ширины эмиссионной линии H_α (в 15 раз), имеющей двухкомпонентный профиль с центральной абсорбцией, а также изменения лучевой скорости последней от 0 до —140 км/с. В течение этого периода блеск звезды оставался постоянным в пределах $0^m.3$.

ON THE VARIABILITY OF H_α-EMISSION AT THE BRIGHTNESS MAXIMUM OF WW Vul, by *G. V. Zaitseva, A. E. Tarasov, A. G. Sherbakov.*— The photometric and spectroscopic observations of rapid variable Ae star WW Vul carried out in April-October, 1983. Within the observational period the equivalent widths of H_α-emission were varying 15 times, whereas the brightness of the star remain de constant. The radial velocity of absorption of H_α two-component profile have been varying from 0 to —140 km/s.

В последние годы значительно вырос интерес к исследованиям горячих нестационарных звезд с эмиссионными спектрами. История исследования их и молодых эруптивных звезд типа Т Тельца тесно переплетается. В ходе этих исследований неоднократно ставился вопрос об их генетическом родстве. В то же время наблюдения показывают ряд характерных отличий горячих нестационарных звезд от звезд типа Т Тельца. Кроме того, по многим признакам группа горячих звезд весьма неоднородна. В связи с этим особую важность представляют дальнейшие исследования звезд обеих групп с целью выявления общности механизмов, ответственных за их нестационарность.

WW Vul является одним из представителей быстрых неправильных переменных звезд типа Ina с непериодическими ослаблениями блеска. Для нее опубликованы длительные фотографические и фотоэлектрические ряды наблюдений [1—3]. Подробная кривая блеска для периода 1967—1982 гг. приведена Зайцевой [4]. Максимальный диапазон изменений блеска звезды в полосе *V* составляет $10^m.3$—13^m. Минимумы обычно глубоки и продолжительны (до нескольких месяцев).

Спектральный тип WW Vul определен Хербигом [5] как A3 и Тимошенко [6] как A3 III в максимальном блеске и A5—F3 IV — в минимуме. Переменность контура эмиссионной линии H_α в спектре звезды обнаружена в 1971—1972 гг. Зайцевой и Колотиловым [7]. В дальнейшем детальное изучение эмиссии H_α выполнено Колотиловым [8].

В 1983 г. нами проведены фотометрические и спектральные наблюдения WW Vul. Фотоэлектрические измерения блеска выполнены на 60-см рефлекторе Южной станции ГАИШ в системе *UBV*.

Спектральный материал получен на 122-см рефлекторе Крымской обсерватории с помощью однокаскадного электронно-оптического преобразователя с волоконной оптикой, установленного на дифракционном спектрографе UAGS (ГДР). Фотографирование спектров производилось на астрономическую пленку А-600У. При дисперсии 80 Å/мм спектральное разрешение составляло 1—1,5 Å. Экспозиции для спектров, расширенных до 0,3 мм, составляли в среднем 60 мин. Два спектра с дисперсией 40 Å/мм получены 14.10 1983 г. с трехкаскадным ЭОП со спектрографом СПЭМ, установленным на ЗТШ. Обработка спектрограмм производилась на микрофотометре интенсивностей на базе микро-ЭВМ «Искра-1256» [9]. Спектры записывались на графопостроителе Н-306 в интенсивностях, нормированных к локальному континууму. Лучевые скорости компонентов линии H_α получены по измерениям на компараторе ИЗА-2. Среднеквадратичная ошибка измерений интенсивностей в спектре составляла 5—10% и определялась нами ранее для си-

Таблица 1

Дата, 1983 г.	J.D. 2445000+	V	B − V	U − B	Дата, 1983 г.	J.D. 2445000+	V	B − V	U − B
25.03	418,574	10,31	+0,34	+0,24	31.08	578,298	10,63	+0,38	+0,37
10.04	434,546	10,29	,32	,23	01.09	579,373	10,55	,37	,35
13.04	437,554	10,31	,32	,29	02.09	580,262	10,44	,34	,40
22.04	447,522	10,30	,33	,26					
10.05	465,475	10,29	,30	,25	03.09	581,360	10,47	,34	,28
12.05	467,447	10,29	,32	,22	04.09	582,401	10,52	,28:	,28
14.05	469,472	10,30	,34	,23	05.09	583,294	10,51	,36	,38
06.06	492,378	10,31	,30	,22	12.09	590,353	10,36	,31	,28
24.06	510,467	10,32	,32	,27	13.09	591,335	10,33	,31	,26
07.07	523,342	10,34	,32	,28	14.09	592,351	10,34	,32	,24
					26.09	604,206	10,34	,32	,25
09.07	525,360	10,35	,30	,24	27.09	605,222	10,31	,31	,26
14.07	530,416	10,33	,30	,31	30.09	608,308	10,59	,37	,34
16.07	532,360	10,35	,31	,27	06.10	614,225	10,46	,37	,33
19.07	535,335	10,32	,30	,27					
04.08	551,446	10,32	,29	,27	07.10	615,248	10,44	,35	,35
11.08	558,436	10,36	,32	,28	11.10	619,205	10,38	,34	,29
31.08	578,245	10,61	,36	,39	14.10	622,205	10,37	,32	,29

Таблица 2

Дата, 1983 г.	J.D. 2445000+	W_λ (A)	V/R	A_r, км/с	Дата, 1983 г.	J.D. 2445000+	W_λ (A)	V/R	A_r, км/с
23.04	448,56	15,1	0,67	−31	30.07	546,38	3,6	0,61	+2
15.05	470,51	5,4	0,54	—	31.07	547,35	3,9	0,77	−17
04.06	490,40	6,5	0,63	−140	31.07	547,39	4,1	0,77	−37
05.06	491,44	8,4	0,73	−71	12.08	559,42	10,0	1,01	−83
08.06	494,35	7,6	0,65	−6	16.08	563,29	10,1	0,74	−12
13.06	499,35	3,7	1,34	—	16.08	563,34	11,9	0,84	+17
23.06	509,50	2,6	0,98	−11	16.08	463,38	6,6	0,70	−35
24.06	510,42	1,4	0,81	−54	17.08	564,24	8,2	0,66	−69
25.06	511,30	4,4	1,14	−139	17.08	564,28	2,4	0,70	−43
26.06	512,28	6,9	0,99	−74	17.08	564,32	4,3	0,84	−52
28.06	514,30	5,0	0,79	—	17.08	564,38	4,5	0,77	—
29.06	515,34	4,7	0,98	—	14.10	622,20	7,6	1,41	−27
30.07	546,34	5,2	0,95	−75	14.10	622,21	6,3	1,30	—

стемы ЭОП + спектрограф [10]. Ошибки измерений лучевых скоростей компонентов линии H_α не превышают 15 км/с.

Результаты фотометрических наблюдений WW Vul представлены в табл. 1, а спектральные данные приведены в табл. 2. В первом и втором столбцах табл. 2, так же как и в табл. 1, приведены даты наблюдений и соответствующие им юлианские даты. В третьем столбце табл. 2 даны результаты определений эквивалентной ширины эмиссии H_α над континуумом звезды W_λ, в четвертом — отношения интенсивностей синего и красного компонентов эмиссии V/R, в пятом — лучевая скорость абсорбционного компонента A_r. На рис. 1 сопоставлены фотометрические и спектроскопические характеристики звезды в период наблюдений. Из табл. 1 и 2 и рис. 1 видно, что в период наблюдений звезда находилась в фазе максимального блеска [4] и не испытывала заметных колебаний, за исключением последних ночей, когда произошли незначительные ослабления блеска на $0^m.3$. В это время показатели цвета $U - B$ и $B - V$ вели себя так же, как и в предыдущие сезоны наблюдений. Эквивалентная ширина эмиссии H_α, напротив, оказалась сильно переменной. Максимальная амплитуда изменений W_λ от ~1 до 15 Å показывает, что за период наблюдений энергия, излученная в линии, менялась почти в 15 раз! Неправильные изменения величины W_λ в 2—3 раза наблю-

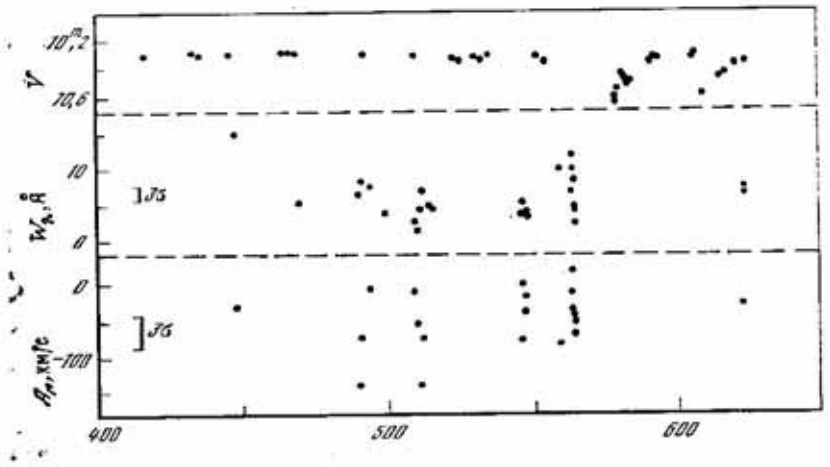


Рис. 1. Изменения блеска WW Vul в полосе V, эквивалентной ширины эмиссии H_α и лучевой скорости абсорбционного компонента H_α

По оси абсцисс отложены юлианские даты от эпохи 2445400

дались в интервалах времени от одного до нескольких дней, а также в течение суток. Как видно из рис. 2, профиль линии претерпевал также значительные изменения: изменялась полуширина линии, интенсивности эмиссионных компонентов, глубина и полуширина абсорбционного провала. Однако при всех этих изменениях красный компонент линии оставался интенсивнее синего, что соответствует $V/R \leqslant 1$. Исключение составляют профили линий $V/R > 1$ на спектрах, полученных 13.06, 25.06 и после ослабления блеска 14.10 1983 г. Весьма интересно, что изменения лучевой скорости абсорбционного компонента (см. рис. 1) также имеют большую амплитуду. В смежные даты наблюдений A_r либо возрастает, либо убывает в пределах 0—140 км/с.

Первые указания на возможную переменность эмиссии H_α в спектре WW Vul, не связанную со значительными флуктуациями блеска звезды, приводятся Колотиловым [8]. Однако в 1974 г. H_α не показывала столь значительной переменности при практически постоянном блеске, как в 1983 г. Имеются и другие существенные отличия. Так, в противоположность нашему сезону наблюдений в 1974 г. максимальному уровню блеска соответствовал двухкомпонентный профиль эмиссии H_α с отношением $V/R \geqslant 1$ (и $V/R < 1$ в минимуме блеска). Как отмечалось выше, подобный профиль H_α с $V/R > 1$ тоже наблюдался нами 14.10 1983 г. после ослабления блеска звезды на $0^m.3$.

Такие различия позволяют выдвинуть предположение о существовании разных механизмов, ответственных за нестационарность звезды в 1983 и 1974 гг. В [8] Колотилов приводит зависимость потоков излучения в линии H_α от блеска переменных звезд WW Vul, VX Cas и UX Ori, из которой видно, что поток в линии H_α у этих звезд (и в частности у WW Vul) хорошо коррелирует с блеском: чем ярче звезда, тем сильнее излучение в линии H_α. Для того чтобы сопоставить наши измерения W_λ (H_α) с данными Колотилова, мы их редуцировали в систему Колотилова. Редукция заключалась в переводе W_λ (H_α), определенных нами по площади эмиссии над непрерывным спектром звезды, в W_λ с учетом линии поглощения H_α для звезды спектрального класса A3 (Куруч [11]) и вычисления Δm (H_α) по методике, принятой Колотиловым [8]. Результаты сопоставления приведены на рис. 3, из которого видно, что поток в линии H_α в 1983 г. при постоянном блеске падает от значений, характерных для максимума блеска звезды, до значений более низких, чем те, которые наблюдались в 1974 г. При этом отрицательная величина лучевой скорости абсорбционного компонента линии указывает на режим истечения вещества. Полуширина линии также менялась в период наших наблюдений от 400 до 700 км/с. Вместе с полушириной менялось и расстояние между эмиссионными компонентами V и R от 230 до 400 км/с (240 км/с в 1974 г.).

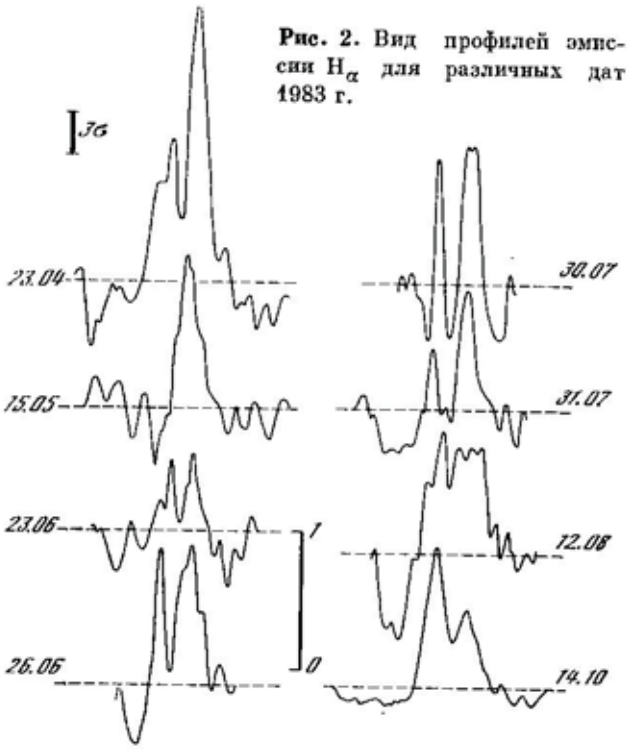


Рис. 2. Вид профилей эмиссии H_α для различных дат 1983 г.

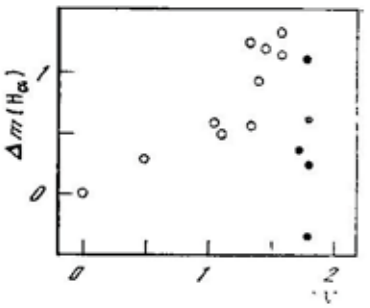


Рис. 3. Сопоставление потока в линии H_α и изменений блеска звезды.

Светлые кружки — данные Колотилова для 1974 г., темные — наши измерения для 1983 г. Оба параметра даны в звездных величинах

Если эмиссия H_α возникает в околозвездной оболочке и профиль линии расширен эффектом Доплера вследствие ее вращения, трудно ожидать переменности полуширины линии и расстояния между пиками эмиссии. Так как лучевая скорость абсорбционного компонента была преимущественно отрицательной в период наблюдений (и $V/R \leqslant 1$), естественно предположить, что в этот период мог иметь место режим истечения вещества из нестационарной оболочки, не затрагивающий фотометрическую переменность звезды. Отметим еще раз, что в 1974 г., когда звезда сильно меняла блеск, переменная эмиссия H_α характеризовалась обратными значениями отношения V/R, что, возможно, было связано с действием эруптивных процессов, аналогичных процессам выбросов вещества в оболочку с поверхности звезды [8, 12, 13]. По-видимому, динамика процессов, определяющих нестационарность оболочки, носит весьма сложный характер, так как не удалось найти корреляции между величиной лучевой скорости A_r и W_λ линии ($r = -0{,}07 \pm 0{,}2$), величиной V/R и полушириной ($r = 0{,}01 \pm 0{,}2$) и другими параметрами. В связи с этим отметим ряд признаков переменности эмиссионного спектра WW Vul, характерных для некоторых звезд Ae/Be Хербига и звезд типа T Тельца. Подобные вариации эмиссионных спектров при относительно постоянном блеске наблюдались у AB Aur и HD 200775 [14, 15]. Наблюдения переменности эмиссионного спектра и поляризации излучения звезды T Tau при постоянном блеске [16] легли в основу предположения о возможной роли магнитного поля в нестационарности звезд типа T Тельца [17] и разработки гидромагнитной модели их активности.

Согласно этой модели, предложенной Гершбергом и Петровым [18], вариации напряженности магнитного поля звезды относительно некоторого критического значения скачком меняют режим выноса энергии подфотосферных слоев наружу либо в виде радиативного переноса, либо в форме гидромагнитных волн, нагревающих хромосферу и корону. Недавно Хербст и др. [19] предложили объяснять спектральные и фотометрические особенности группы горячих нестационарных звезд, и в частности WW Vul, в рамках гидромагнитной модели [18]. Весьма интересно, что в период их наблюдений в августе — ноябре 1982 г. звезда также показала незначительную перемен-

ность блеска в пределах 0^m4 и сильные изменения эквивалентной ширины эмиссии H_α (см. табл. 3 в [19]). Хербст и др. связывают такое поведение WW Vul с пятнообразовательной активностью в присутствии сильного магнитного поля и даже оценивают температуру (~5400 К) и площадь (~40%) пятен.

Очевидно, что только дальнейший всесторонний анализ фотометрических и спектроскопических характеристик звезды позволит глубже понять природу ее активности.

В заключение авторы благодарят Р. Е. Гершберга за обсуждение работы и полезные замечания.

Крымская астрофизическая обсерватория,
Государственный астрономический институт им. Штернберга.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Цесевич В. П., Драгомирецкая Б. А.* Звезды типа RW Возничего. Киев: Наук. думка, 1973. 435 с.
2. *Rössiger S., Wenzel W.* Lichtweschel und extinktion des veränderlichen WW Vulpeculae.— Astron. Nachr., 1972, Bd. 294, S. 29—38.
3. *Тимошенко Л. В., Филипьев Г. К.* Фотоэлектрические и спектральные наблюдения WW Vul.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 513—524.
4. *Зайцева Г. В.*— Переменные звезды, 1984, т. 22, с. 1—9.
5. *Herbig G. H.* The spectra of variable stars of the RW Aurige type.— Trans. IAU, 1954, vol. 8, p. 805—808.
6. *Тимошенко Л. В.* Исследование спектров WW Vul на разных уровнях блеска.— Астрометрия и астрофизика, 1984.
7. *Зайцева Г. В., Колотилов Е. А.* Контуры эмиссионной линии водорода H_α в спектрах неправильных переменных звезд.— Астрофизика, 1973, т. 9, с. 185—196.
8. *Колотилов Е. А.* Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд.— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 33—49.
9. *Маланушенко В. П., Щербаков А. Г., Шутеев В. И.* Микрофотометр интенсивностей на базе микро-ЭВМ «Искра-1256».— Наст. кн., с. 226—231.
10. *Тарасов А. Е., Щербаков А. Г.* О периодичности быстрых изменений профиля H_α в спектре Be-звезды 59 Cyg.— Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, с. 673—677.
11. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B and O stars.— Astrophys. J., 1979, vol. 40, p. 1—130.
12. *Пугач А. Ф.* О результатах *UBV* наблюдений RZ *Psc*. Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро. Симп. Бюракан. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1980, с. 153—156.
13. *Пугач А. Ф.* Антивспыхивающие звезды: Препринт ИТФ-81-128Р. Киев. 1981.
14. *Краснобабцев В. И., Погодин М. А.* Оболочки AB Aur и MWC 1080—Ae/Be звезд с P Cyg-профилями бальмеровских линий. I. Результаты наблюдений.— Астрофизика, 1985.
15. *Погодин М. А.* Автореферат дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л., 1983.
16. *Абуладзе О., Варанян Р. А., Коваленко В. М.* и др. Наблюдения звезд типа T Tau по кооперативной программе 1973 года.— Переменные звезды, 1975, т. 20, с. 47—61.
17. *Petrov P., Shcherbakov A.* Observational evidence indicating existence of magnetic fields on T Tauri stars.— In: Proc. 3 Europ. Astron. Meet., Tbilisi, 1975, p. 163—165.
18. *Гершберг Р. Е., Петров П. П.* О природе переменных типа T Тельца и вспышек фуоров.— Письма в Астрон. журн., 1976, т. 2, с. 499—504.
19. *Herbst W., Holtsman J. H., Klasky R. S.* Photometric variations of Orion population stars. II. Ae — Irregular variables and T Tauri stars.— Astron. J., 1983, vol. 88, p. 1648—1664.

УДК 524.3

АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА δ Sct.
II. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД 44 Tau И V644 Her

Л. С. Любимков, Т. М. Рачковская

Методом моделей атмосфер по спектрограммам с дисперсией 8 и 12 Å/мм исследованы пульсирующие звезды 44 Tau и V644 Her. Найденные для них значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности оказались очень близкими: $T_{эф} = 7100$ К, $\lg g = 3{,}8$ и $\xi_t = 5{,}2$ км/с для 44 Tau; $T_{эф} = 7050$ К, $\lg g =$

$= 3.8$ и $\xi_t = 5,4$ км/с для V644 Her (при ошибках определения ± 200 К, ± 0.2 и $\pm 0,5$ км/с соответственно). Найдено содержание элементов в атмосферах (табл. 6). Химический состав обеих звезд в целом отличается от солнечного (рис. 3), причем характер аномалий в содержании у 44 Tau и V644 Her такой же, как у исследованной в [1] пульсирующей переменной δ Del. Путем сравнения $T_{эф}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных расчетов [15] определены масса, радиус, светимость и возраст 44 Tau и V644 Her; эти параметры у обеих звезд получились одинаковыми. Возраст 44 Tau и V644 Her довольно велик ($t \sim 1.5 \cdot 10^9$ лет), и если к пульсирующим переменным типа δ Sct применима обычная схема эволюции, тогда исследованные звезды уже должны были завершить фазу горения водорода в ядре и начать переход в стадию красных гигантов.

ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. II. THE ANALYSIS OF 44 TAU AND V644 HER SPECTRA. by *L. S. Lyubimkov, T. M. Rachkovskaya* — Using the spectrograms with dispersion 8 and 12 Å/mm a model atmosphere analysis of the pulsating stars 44 Tau and V644 Her has been carried out. The values of the effective temperature, curfase gravity and microturbulent velocity obtained for these stars appeared to be very close: $T_{ef} = 7100$ K, $\log g = 3.8$ and $\xi_t = 5.2$ km/s for 44 Tau; $T_{ef} = 7050$ K, $\log g = 3.8$ and $\xi_t = 5.4$ km/s for V644 Her (with probable errors ± 200 K, ± 0.2 and ± 0.5 km/s correspondingly). The atmospheric abundances were determined (table 6). Chemical composition of both stars differs from the solar one (fig. 3). The nature of peculiarities for 44 Tau and V644 Her is the same as for the pulsating variable δ Del investigated earlier [1]. The estimated values of T_{ef} and $\log g$ compared with the results of evolution calculations [15] permitted us to find masses, radii, luminosities and the age of 44 Tau and V644 Her; these parameters for both stars are the same. The age of the investigated variables is rather great ($t \sim 1.5 \cdot 10^9$ years); and if the ordinary scheme of evolution is applicable to the δ Sct pulsating variables, then the hydrogen burning in the core has been finished already and the stars begin to evolve to the red giant branch.

1. Некоторые сведения о 44 Tau и V644 Her

В предыдущей статье [1] мы исследовали методом моделей атмосфер звезды 20 CVn и δ Del, относящиеся к переменным типа δ Sct. Основной вывод, полученный в [1], состоял в том, что химический состав обеих звезд оказался аномальным, однако характер этих аномалий у 20 CVn и δ Del был разным, т. е. пульсирующие переменные типа δ Sct по своему химическому составу представляют неоднородную группу.

Работа была продолжена, и теперь мы изложим результаты исследования еще двух звезд того же типа, 44 Tau и V644 Her. Некоторые сведения о них приведены в табл. 1. Значения скорости вращения взяты из каталога [2], амплитуды изменения блеска и периоды пульсаций — из [3] для 44 Tau и из [4] для V644 Her. В последнем столбце табл. 1 дан орбитальный период V644 Her согласно [5].

Двойственность звезды V644 Her была открыта Шайном [6]. Кривая лучевых скоростей и некоторые элементы спектроскопической орбиты определены Харпером [7], Шайном и Мельниковым [8] по наблюдениям с объективной призмой и Бардином и Имбертом [5] по наблюдениям со спектрометром. Нам не удалось отыскать в литературе сведений о кривой блеска V644 Her. В [5] спектральный тип второго компонента V644 Her оценен как F6—F8 V. Отме-

Таблица 1

Некоторые сведения об исследуемых звездах

Звезда	HR	HD	$v \sin i$, км/с	$\overline{m_V}$	Δm_V	Период	
						пульсаций	орбитальный
44 Tau	1287	26 322	15	5,69	0,04—0,14	0,145 d	—
V644 Her	6290	152 830	20	6,33	0,020	0,100	11,8

гим, что количественное исследование спектров V644 Her до сих пор не проводилось.

Относительно двойственности 44 Tau нам ничего неизвестно. В ряде статей, и в частности в [3], у этой звезды отмечена переменность амплитуды и периода пульсаций. Анализ спектров 44 Tau методом моделей атмосфер был выполнен Куртцем [9].

2. Наблюдения. Эквивалентные ширины

Как и в предыдущем случае (см. [1]), наблюдения исследуемых звезд были проведены на 2,6-м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом фокуса куде. Использовались пластинки с эмульсиями типов 103 aO и 103 aD Kodak. Данные о спектрограммах приведены в табл. 2. Измерения спектрограмм 44 Tau выполнены с помощью микрофотометра, регистрирующего непосредственно в интенсивностях, а V644 Her — путем записи в почернениях на магнитную ленту с последующей обработкой на ЭВМ.

Следует отметить две особенности звезд 44 Tau и V644 Her по сравнению с исследованными ранее [1]. Во-первых, они слабее, чем 20 CVn и δ Del, поэтому вместо дисперсии 4 и 6 Å/мм, как в [1], пришлось применить дисперсию 8 и 12 Å/мм (табл. 2). Во-вторых, они несколько холоднее изученных ранее звезд, и поэтому линии в их спектрах сильнее блендированы. В конечном итоге все это привело к тому, что в спектрах 44 Tau и V644 Her нам удалось отождествить существенно меньше линий, чем в спектрах 20 CVn и δ Del.

При отождествлении линий мы основывались на таблицах мультиплетов Мур [10] и на списках линий для звезды 20 CVn из [1]. Эквивалентные ширины W_λ, как и в [1], определялись измерением площадей контуров на регистрограммах. В табл. 3 приведены лишь линии с достаточно уверенными значениями ширин W_λ и сил осцилляторов gf. С помощью этих линий и был выполнен анализ атмосфер 44 Tau и V644 Her.

В [1] при исследовании звезд 20 CVn и δ Del, спектры которых неоднократно изучались и ранее, было установлено, что между определениями W_λ разных авторов могут существовать систематические различия, достигающие иногда 40%. Как уже отмечалось, спектры 44 Tau были получены Куртцем [9], и мы можем сравнить его измерения эквивалентных ширин с нашими определениями W_λ. Результаты такого сравнения представлены на рис. 1. Видим, что согласие удовлетворительное и что систематические различия отсутствуют.

3. Определение $T_{эф}$, $\lg g$ и ξ_t

Как и в [1], весь анализ был выполнен на основе моделей атмосфер Куруца [11]. Вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

На рис. 2 приведена диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g. Сравнение наблюдаемых и теоретических

Таблица 2

Данные о наблюдениях

Звезда	Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å
		h m		
44 Tau	10/11.09 1981 г.	2 53	12	4900—3800
	15/16.10 1981 г.	2 55	12	4900—3800
	17/18.10 1981 г.	1 40	12	4900—3800
	31.08—01.09 1982 г.	1 20	12	6000—4700
V644 Her	05/06.06 1982 г.	6 45	8	4800—3900
	06/07.06 1982 г.	4 40	12	6000—4700
	23/24.04 1983 г.	4 40	8	4800—3900

Таблица 3

Список исследованных линий

Элемент, λ, Å	Мультиплет	lg gf	W_λ, мÅ		lg ε	
			44 Tau	V644 Her	44 Tau	V644 Her
C I						
5052,12	12	—1,49		96:		8,41
Mg I						
5528,42	9	—0,48	180	178	6,92	6,87
4702,99	11	—0,58	231	180	7,42	6,99
Ca I						
5588,76	21	+0,14	180	135	6,23	5,82
5581,97	21	—0,54	70		6,02	
4585,87	23	—0,19	124	130	6,16	6,15
4455,89	4	—0,51	129	150	6,04	6,16
4435,69	4	—0,50	144	160	6,14	6,23
4425,44	4	—0,38	136	160	5,96	6,10
4318,65	5	—0,21	155	200	5,96	6,28
4283,01	5	—0,22		180		6,12
Sc II						
5526,81	31	+0,22	123	114	2,66	2,55
5031,02	23	—0,34	200	100	3,48	2,70
4294,77	15	—0,40		120		2,38
Ti I						
4534,78	42	+0,28		60		4,60
Ti II						
5418,99	69	—2,19	70		4,88	
5188,70	70	—1,16	390			
4589,95	50	—1,78	139	150	4,78	4,82
4563,76	50	—0,90	240	250		
4533,97	50	—0,72	295	310		
4518,30	18	—2,80		70		5,13
4501,27	31	—0,90	228	250		
4488,33	115	—0,75		120		5,14
4468,49	31	—0,77		240		
4464,46	40	—2,07		180		5,29
4450,49	19	—1,59	180		4,83	
4443,80	19	—0,81		260		
4421,95	93			60		4,83
4417,72	40	—1,38		210		
4399,77	51	—1,51		220		
4395,85	61	—1,50		140		4,51
4395,03	19	—0,65		320		
4394,06	51	—1,79	131	160	4,75	4,93
4386,86	104	—0,79		130		4,83
4316,81	94	—1,83		60		4,87
4312,86	41	—1,28	202	200	4,82	
4163,64	105	—0,30	186	220	4,88	
V II						
4023,39	32	—0,72	109	130	3,97	4,25
Cr II						
5308,44	43	—1,74	40		5,25	
4634,11	44	—1,06	135	110	5,46	5,26
4618,83	44	—0,96	158	70	5,55	4,82
4588,22	44	—0,66		140		5,08
4558,66	44	—0,49	186	220	5,34	5,57
Mn I						
4436,35	22	—0,59		40		5,61
4235,29	23	—0,08		140		5,16
4055,54	5	—0,19		100		5,18
4041,36	5	+0,17		180		5,47
4034,49	2	—1,11	180	200	5,35	5,18
Fe I						
5638,27	1087	—0,99	90		7,88	

Таблица 3 *(продолжение)*

Элемент, λ, Å	Мультиплет	lg gf	W_λ, мÅ		lg ε	
			44 Tau	V644 Her	44 Tau	V644 Her
5615,65	686	—0,24	240			
5602,96	686	—0,12	200	170		6,95
5586,76	686	—0,31	180		7,24	
5576,10	686	—1,01	90		7,29	7,24
5572,85	686	—0,46	200	164		7,22
5569,62	686	—0,67	120	102	7,15	6,96
5563,60	1062	—1,07	60		7,68	
5506,78	15	—2,80	120	130	7,34	7,34
5497,52	15	—2,85	150	117	7,61	7,33
5473,91	1062	—1,15	60	59	7,50	7,66
5446,92	15	—1,95	260	234		7,11
5434,53	15	—2,12	160	161	6,98	6,91
5429,70	15	—1,88		230		
5415,20	1165	+0,36	200	137		6,99
5383,37	1146	+0,42	140	190	6,93	7,39
5371,49	15	—1,64	290	260		
5369,96	1146	+0,25		140		7,17
5307,36	36	—2,99	70			7,62
5198,71	66	—2,14		41		6,94
4673,17	820	—1,33	81		7,74	
4638,02	822	—1,18	76		7,50	
4632,92	39	—2,91	64		7,55	
4602,94	39	—2,22	124		7,25	
4528,62	68	—0,82		210		
4494,57	68	—1,14	178	220	7,22	
4476,02	350	—0,69	176	180	7,25	7,21
4466,55	350	—0,70		210		
4459,12	68	—1,28	207	180		7,29
4456,33	516	—2,22		30		7,56
4447,72	68	—1,34	134	150	7,06	7,13
4439,88	116	—3,00		30		7,75
4438,35	828	—1,78		20		7,49
4430,62	68	—1,66	133	170	7,38	7,60
4408,42	68	—1,74		140		7,44
4404,75	41	—0,14		330		6,77
4266,97	273	—1,76		60		7,24
4264,21	692	—1,59	35	45	7,36	7,44
4246,09	906	—1,18		60		7,40
4245,26	352	—1,24		130		7,43
4238,82	693	—0,37		161		7,29
4235,94	152	—0,34	218	290		7,36
4222,22	152	—0,97	139	190	6,96	7,31
4219,36	800	—0,03		210		6,98
4216,19	3	—3,37		100		
4213,65	355	—1,33		80		7,09
4210,35	152	—0,95	158	220	7,10	
4202,03	42	—0,71	241	320		
4199,10	522	+0,08		230		
4196,21	693	—0,87		160		7,72
4191,44	152	—0,70	208	260		
4189,56	940	—1,42		40		7,49
4181,76	354	—0,31	226			
4176,57	695	—0,76		140		7,44
4175,64	354	—0,75		200		
4174,92	19	—2,97		120		7,51
4157,79	695	—0,60		120		7,15
4147,67	42	—2,10	116	140	7,14	7,26
4134,68	351	—0,60		220		
4071,74	43	—0,02		290		
4062,44	359	—0,84		150		7,20
4059,73	767	—1,02		30		7,14
4021,87	278	—0,76				7,39
4016,43	560	—1,67		30		7,30
3998,05	276	—0,91		160		7,23
3951,16	661	—0,52		130		7,07
3949,95	72	—1,22	162		7,22	

Таблица 3 *(окончание)*

Элемент, λ, Å	Мультиплет	lg gf	W_λ, мА		lg ε	
			44 Tau	V644 Her	44 Tau	V644 Her
Fe II						
5534,86	55	—3,05	120		7,39	
5425,27	49	—3,49	50		7,17	
5414,09	48	—3,63		43		7,23
5362,86	48	—2,80		140		7,23
5325,56	49	—3,43	100	80	7,59	7,42
5316,61	49	—2,00		230		7,10
5234,62	49	—2,41	210			
5197,57	49	—2,50		165		7,13
4629,34	37	—2,44	185	200		7,04
4620,51	38	—3,31		100		7,17
4583,83	38	—1,95		270		7,22
4582,84	37	—3,17		100		7,06
4576,33	38	—3,00	112	130	7,00	7,10
4541,52	38	—2,90	144	120	7,16	6,95
4522,63	38	—2,24	226	250		7,36
4520,22	37	—2,63	155	180	6,93	7,10
4515,34	37	—2,58	191			
4508,28	38	—2,47	190			
4491,40	37	—2,80	214	140		7,00
4489,19	37	—3,00	170			7,43
4416,82	27	—2,66		200		7,28
4413,60	32	—4,10		50		7,43
4303,17	27	—2,65	185	220		7,44
4273,32	27	—3,38	112	150	7,22	7,46
Ni I						
4715,78	98	—0,53	33		5,93	
4714,42	98	+0,04	154	150	6,35	6,27
4686,22	98	—0,39	57		6,12	
Ni II						
4015,52	12	—2,46		90		6,70
Y II						
5087,42	20	—0,17		145		2,48
4398,02	5	—0,14		180		2,88
Zr II						
4379,78	88	—0,64		80		3,38
4211,88	15	—1,49		110		3,67
4029,68	41	—1,00		120		3,43
3991,14	30	—0,66		120		3,14
Ba II						
5853,68	2	—1,16	160	127	2,76	2,47
La II						
4333,78	24	—0,08		56:		1,35
Ce II						
4486,91	57	—0,38		20		2,24
4382,17	2	+0,05		30		2,32
Nd II						
4061,09	10	+0,44		60		1,82
Gd II						
4251,73	15	+0,07		40		1,68

характеристик выполнялось по следующим трем критериям: 1) профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий H_β и H_γ (в случае 44 Tau по нашим спектрограммам удалось уверенно построить лишь профиль H_γ); 2) фотометрический индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе *uvby*; 3) ионизационное равновесие по линиям Fe I — Fe II. К сожалению, нам не удалось применить еще один критерий, рассмотренный в [1],— отношение потоков излучения в двух участках спектра. Звезды 44 Tau и V644 Her достаточно слабы (табл. 1), и в литературе нет данных о распределении энергии в их спектрах.

Отметим, что значения $[c_1]$ найдены с помощью каталога [12]. Теоретические данные о линиях H_β и H_γ и о показателях цвета в системе *uvby* приведены у Куруца [11].

Как видно из рис. 2, для определения $T_{эф}$ у наших звезд хорошо подходят бальмеровские линии, так как при $T_{эф} \sim 7000$ К их профили и эквивалентные ширины практически не зависят от $\lg g$ (см. [11]). Значения $\lg g$ определяются с помощью двух других критериев — индекса $[c_1]$ и ионизационного равновесия. При этом по ионизационному равновесию Fe I — Fe II ускорение g получается в обоих случаях выше, чем по индексу $[c_1]$. Возможно, причина такого расхождения связана с отклонениями от локального термодинамического равновесия в степени ионизации атомов железа у F-звезд (см. [13]).

На основании рис. 2 были приняты следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{эф} = 7050 \pm 200$ К и $\lg g = 3{,}8 \pm 0{,}2$ для V644 Her; $T_{эф} = 7100 \pm 200$ К и $\lg g = 3{,}8 \pm 0{,}2$ для 44 Tau. Таким образом, по параметрам $T_{эф}$ и $\lg g$ исследуемые звезды оказались практически идентичными.

Скорость микротурбулентности ξ_t для V644 Her определялась по линиям Fe I, Fe II и Ti II, а для 44 Tau — по линиям Fe I и Fe II (линий Ti II здесь слишком мало, см. табл. 3). Результаты определения представлены в табл. 4.

В табл. 5 приведены принятые значения ξ_t. Для обеих звезд они оказались очень близкими: 5,2 км/с для 44 Tau и 5,4 км/с для V644 Her. Кроме

Таблица 4

Определение скорости микротурбулентности по линиям Fe I, Fe II и Ti II

Звезда	Ион	Число линий	ξ_t, км/с
44 Tau	Fe I	36	4,9
	Fe II	14	5,5
V644 Her	Fe I	54	5,3
	Fe II	19	5,4
	Ti II	19	5,5

Таблица 5

Основные параметры атмосфер звезд 44 Tau и V644 Her

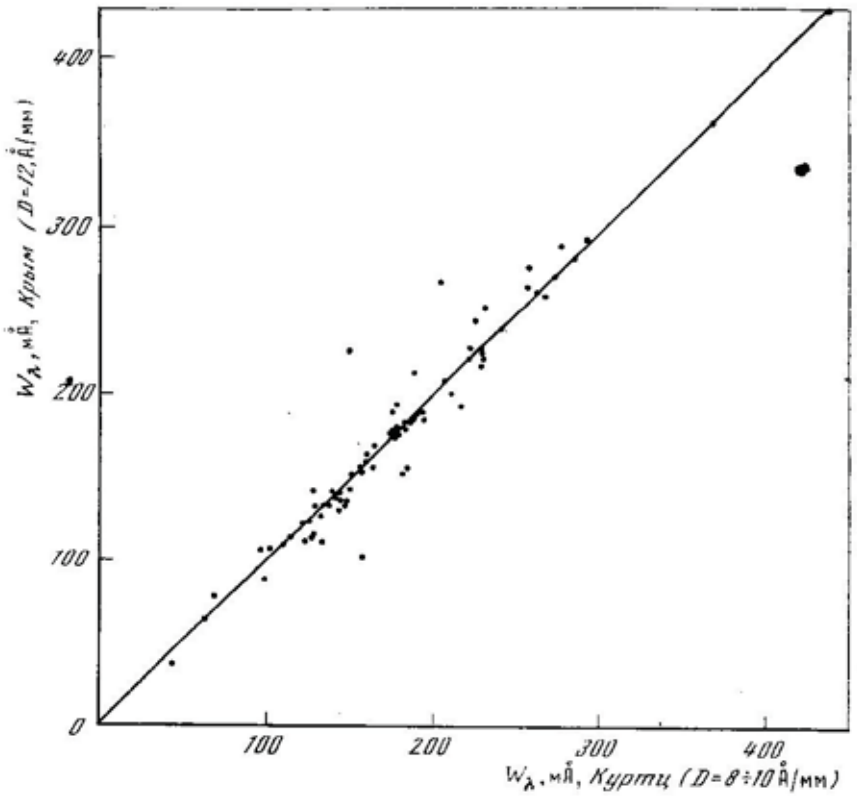
Звезда	Параметр	Принятые значения	Куртц [9]	Ибаноглу и др. [3]
44 Tau	$T_{эф}$, К	7100±200	7150±150	7130
	$\lg g$	3,8±0,2	3,4±0,2	3,8
	ξ_t, км/с	5,2±0,5	5,0±0,5	—
V644 Her	$T_{эф}$, К	7050±200	—	—
	$\lg g$	3,8±0,2	—	—
	ξ_t, км/с	5,4±0,5	—	—

Таблица 6

Химический состав атмосфер 44 Tau, V644 Her и Солнца

Элемент	44 Tau		V644 Her		$\lg \varepsilon_\odot$	Элемент	44 Tau		V644 Her		$\lg \varepsilon_\odot$
	Число линий	$\lg \varepsilon$	Число линий	$\lg \varepsilon$			Число линий	$\lg \varepsilon$	Число линий	$\lg \varepsilon$	
C I	—	—	1	8,41	8,61	Ni I	3	6,14	1	6,27	6,08
Mg I	2	7,09	2	6,93	7,36	Ni II	—	—	1	6,70	6,21
Ca I	7	6,67	7	6,12	6,36	Y II	6	2,31 *	2	2,68	2,24
Sc II	2	2,93	3	2,54	3,00	Zr II	6	3,41 *	4	3,41	2,96
Ti I	—	—	1	4,60	4,86	Ba II	1	2,76	1	2,47	2,40
Ti II	6	4,82	9	4,93	4,82	La II	4	1,23 *	1	1,35	1,13
V II	1	3,97	1	4,25	4,21	Ce II	3	2,12 *	2	2,28	1,59
Cr II	4	5,40	4	5,18	5,50	Nd II	1	1,64 *	1	1,82	1,26
Mn I	1	5,35	5	5,48	5,35	Sm II	1	1,60 *	—	—	1,06
Fe I	25	7,33	28	7,30	7,55	Eu II	1	0,46 *	—	—	0,35
Fe II	7	7,21	12	7,22	7,56	Gd II	1	1,41 *	1	1,68	1,12

* Эти значения $\lg \varepsilon$ для 44 Tau найдены по эквивалентным ширинам, измеренным Куртцем [9].



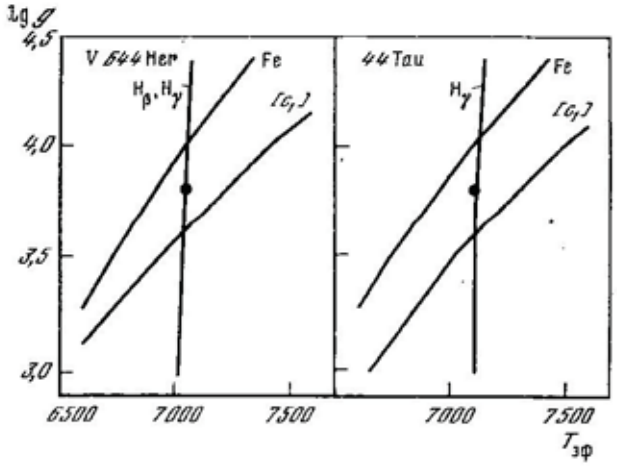


Рис. 1. Сравнение наших определений эквивалентных ширин для звезды 44 Tau с измерениями Курца [9]

Рис. 2. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести у V644 Her и 44 Tau

Точки соответствуют принятым моделям атмосфер

того, в табл. 5 для сравнения даны оценки $T_{эф}$, lg g и ξ_t для 44 Tau, полученные в [3] и [9]. Видим, что в пределах ошибок определения этих параметров согласие можно признать хорошим.

4. Химический состав

Как и в [1], при определении химического состава мы рассматривали по возможности относительно слабые линии, так как они менее чувствительны к ошибкам в затухании и в микротурбулентности. Только для таких линий в табл. 3 указано содержание соответствующего элемента lg ε. Оно дано в обычной логарифмической шкале, в которой для водорода принято lg ε (H) = 12,00.

В табл. 6 представлено среднее содержание элементов в атмосферах 44 Tau и V644 Her. Кроме того, здесь же указаны значения lg $\varepsilon_\odot$ для атмосфе-

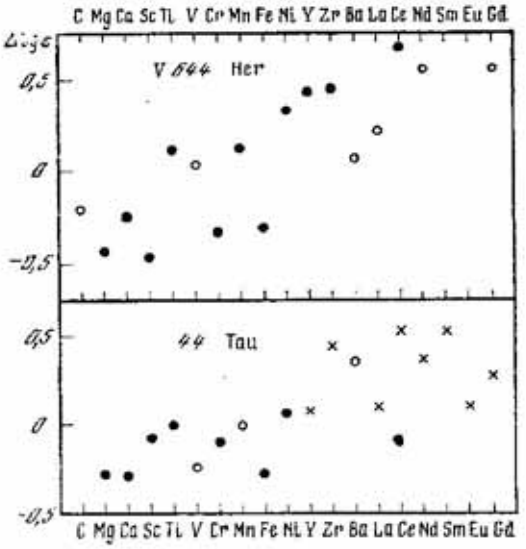


Рис. 3. Сравнение содержания элементов в атмосферах V644 Her и 44 Tau с их содержанием в атмосфере Солнца

Светлые кружки соответствуют определениям, выполненным по одной линии, крестики в случае 44 Tau — значениям lg ε для тяжелых элементов, найденным с помощью эквивалентных ширин [9]

ры Солнца. И солнечное содержание $\lg \varepsilon_{\odot}$, и использованные в наших расчетах силы осцилляторов gf совпадают с приведенными в [1].

На рис. 3 (вверху) представлена разница в химическом составе между V644 Her и Солнцем, т. е. величина $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{*} - \lg \varepsilon_{\odot}$. Видим, что звезда V644 Her имеет аномальный химический состав, причем общий характер этих аномалий такой же, какой был получен в [1] для δ Del. Содержание наиболее легких из рассмотренных элементов (C, Mg, Ca, Sc) оказалось пониженным относительно Солнца. Однако с ростом атомного номера наблюдается ход в значениях $\Delta \lg \varepsilon$, так что для всех тяжелых элементов, начиная с Ni, обнаруживается заметный избыток в содержании. Подобные тренды в химическом составе характерны для Am-звезд (см., например, [14]).

Для 44 Tau мы не смогли измерить эквивалентные ширины линий наиболее тяжелых элементов, так как эти линии слабы и при нашей дисперсии 12 Å/мм обнаружить их затруднительно. Между тем Куртц [9], имея спектрограммы с более высокой дисперсией (8—10 Å/мм), смог определить W_{λ} для указанных линий. Поскольку между нашими значениями W_{λ} для 44 Tau и измерениями Куртца [9] нет систематических различий (см. рис. 1), мы воспользовались данными [9], чтобы определить содержание тяжелых элементов у 44 Tau. (Подчеркнем, что из [9] мы взяли только W_{λ}, а модель атмосферы и методика расчетов наши.) Полученные значения lg ε в табл. 6 отмечены звездочкой, а на рис. 3 (внизу) им соответствуют крестики. С учетом тяжелых элементов мы и для 44 Tau получаем ход величины $\Delta \lg \varepsilon$ с ростом атомного номера, хотя, возможно, и менее крутой, чем для V644 Her (рис. 3).

Итак, для звезды δ Del в [1] и для звезд V644 Her и 44 Tau в настоящем исследовании найдены сходные закономерности в поведении аномалий химического состава. Как уже отмечалось, они характерны и для Am-звезд, однако в деталях имеются и различия, например в содержании железа. Для четырех классических Am-звезд, изученных в [14] по аналогичной методике, получен небольшой избыток железа $\Delta \lg \varepsilon = 0{,}0 \div 0{,}3$. Для пульсирующих переменных δ Del, 44 Tau и V644 Her железо, наоборот, найдено в пониженном количестве ($\Delta \lg \varepsilon = -0{,}2$ или $-0{,}3$).

Интересно, что ни одна из двух исследованных звезд не показала таких аномалий в химическом составе, как 20 CVn [1]. Возможно, что та закономерность в содержании элементов, которая обнаружена у δ Del, 44 Tau и V644 Her, более распространена среди пульсирующих переменных типа δ Sct. Однако для более определенных выводов необходимо существенно расширить список изученных звезд.

В заключение отметим, что Куртц [9], исследуя химический состав 44 Tau, не нашел у нее заметного избытка тяжелых элементов. В [1] мы уже указали на две причины, которые могли привести к занижению определяемого содержания в [9]. Во-первых, в [9] использовались модели атмосфер, не учитывающие поглощение в многочисленных линиях металлов. Во-вторых, постоянная затухания γ для большей части элементов в [9] была завышена.

В случае 44 Tau действует еще одна причина, также приводящая к уменьшению lg ε. Из табл. 5 видно, что Куртц [9] нашел для этой звезды lg g = 3,4, в то время как по нашим данным и по оценке [3] получилось lg g = 3,8. По-видимому, величина lg g в [9] была занижена, и это способствовало дополнительному снижению lg ε при анализе линий ионизованных атомов, которые наиболее чувствительны к ошибкам в lg g. Как видно из табл. 6, содержание тяжелых элементов как раз и определяется по линиям ионов. Эти линии в спектре 44 Tau слабы, и из трех перечисленных факторов для них особенно важны неадекватность модели атмосферы в [9] и ошибка в lg g. В результате совместного действия этих двух причин значения lg ε для тяжелых элементов у Куртца [9] могут содержать погрешность Δ lg ε ≈ −0,5.

5. Эволюционные параметры

Сопоставив найденные значения $T_{эф}$ и lg g с результатами эволюционных вычислений Менгела и др. [15], мы нашли массу M, радиус R, светимость L и возраст t исследованных звезд. Как уже отмечалось (см. табл. 5), параметры $T_{эф}$ и lg g у 44 Tau и V644 Her оказались практически одинаковыми. Поэтому и значения M, R, L и t у них также совпадают:

$M/M_{\odot} = 1{,}6 \pm 0{,}4$;

$\lg (R/R_{\odot}) = 0{,}42 \pm 0{,}16$; $(R = 2{,}6\ R_{\odot})$;

$\lg (L/L_{\odot}) = 1{,}20 \pm 0{,}35$; $(L = 16 L_{\odot})$;

$t = (1{,}5 \pm 0{,}7) \cdot 10^{9}$ лет.

Приведенные здесь оценки M, R, L и t получены при начальном содержании гелия $Y = 0{,}265$ и начальном содержании металлов $Z = 0{,}025$, что принято считать исходным химическим составом Солнца.

Возраст обеих звезд достаточно велик, т. е. они уже прошли значительный путь в своем развитии. Судя по эволюционным трекам, переменные 44 Tau и V644 Her уже завершили фазу горения водорода в ядре и сейчас находятся в начале перехода в область красных гигантов. Аналогичный вывод был сделан в [1] относительно 20 CVn и δ Del.

6. Основные результаты

1. По спектрограммам с дисперсией 8 и 12 Å/мм измерены эквивалентные ширины линий ряда элементов в спектрах пульсирующих звезд 44 Tau и V644 Her. Этот материал исследован на основе метода моделей атмосфер.

2. Найдены значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности. Для обеих звезд эти параметры оказались очень близкими: $T_{эф}$ = 7100 К, lg g = 3,8 и ξ_t = 5,2 км/с для 44 Tau; $T_{эф}$ = 7050 К, lg g = 3,8 и ξ_t = 5,4 км/с для V644 Her.

3. Определено содержание элементов в атмосферах 44 Tau и V644 Her. У обеих звезд в целом оно отличается от содержания элементов в атмосфере Солнца, причем общий ход в аномалиях химического состава у 44 Tau и V644 Her такой же, как у исследованной в [1] звезды δ Del.

4. Путем сопоставления $T_{эф}$ и lg g с результатами эволюционных вычислений найдены массы, радиусы, светимости и возрасты 44 Tau и V644 Her; у этих звезд указанные параметры получились одни и те же. Возраст обеих переменных достаточно велик (~1.5 млрд. лет), они уже завершили стадию горения водорода в ядре и начали переход в область красных гигантов.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Любимков Л. С., Рачковская Т. М.* Атмосферы пульсирующих переменных типа δ Sct. I. Анализ спектров звезд 20 CVn и δ Del.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71.
2. *Uesugi A., Fukuda J.* Revised catalogue of stellar rotational velocities. Kyoto (Japan): Department of Astronomy Kyoto Univ., 1982.

3. *Ibano'lu C., Ertan A. Y., Tunca Z.* et al. The intermediate and narrow band photoelectric studies of some Delta Scuti stars.— Rev. mex. astron. y astrofis., 1983, vol. 5, N 4, p. 261—269.
4. *Breger M.* Delta Scuti and related stars.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, p. 5—26.
5. *Bardin C., Imbert M.* Mouvement orbital de l'etoile pulsante V644 Her.— Astron. and Astrophys. Suppl., 1982, vol. 47, p. 319—322.
6. *Shajn G. A.* Sixteen new and five suspected spectroscopic binaries.— Pulk. Obs. Circ., 1932, vol. 2, p. 11—12.
7. *Harper W. E.* The orbits of four spectroscopic binaries.— Publ. Dom. Astrophys. Obs. Victoria, 1932, vol. 6, p. 79—91.
8. *Shajn G. A., Melnikov O. A.* The orbit of the spectroscopic binary H. R. 6290.— Pulk. Obs. Circ., 1936, vol. 19, p. 11—15.
9. *Kurtz D. W.* Metallicism and pulsation: an analysis of the Delta Delphini stars.— Astrophys. J. Suppl., 1976, vol. 32, p. 651—680.
10. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest. Wash.: Contrib. Princeton Univ. Obs., 1945, N 20, p. 1—96.
11. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1—340.
12. *Hauck B., Mermilliod M.* uvbyβ photoelectric photometric catalogue.— Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 40, p. 1—32.
13. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* Влияние отклонений от ЛТР на определение микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов класса F.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 683—696.
14. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Am-звезд.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 505—511.
15. *Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P.* Stellar evolution from the zero-age main sequence.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 733—791.

УДК 524.3

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ СВЕРХГИГАНТА δ CMa (F8 Ia) И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО ЭВОЛЮЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ

Л. С. Любимков, З. А. Самедов

Методом моделей атмосфер по спектральным данным [7], полученным с дисперсией 2 А/мм, исследован сверхгигант δ CMa (F8 Ia). Найдены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{эф} = 6000 \pm 200$ K, $\lg g = 1{,}0 \pm 0{,}2$. Показано, что скорость микротурбулентности в верхних слоях атмосферы существенно превышает скорость звука (рис. 2). Возможно, со сверхзвуковой турбулентностью связано наличие хромосферы, обнаруженной у δ CMa. Химический состав оказался близким к солнечному; среди аномалий нужно отметить дефицит углерода и кальция, а также избыток кремния (рис. 3). Путем сравнения с эволюционными расчетами [27, 28] найдены масса, радиус, светимость и возраст δ CMa. Протяженность атмосферы составляет около 8% радиуса звезды; по-видимому, при анализе достаточно сильных линий необходимо учитывать эффект сферичности.

AN INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERE OF THE SUPERGIANT δ CMa (F8 Ia) AND DETERMINATION OF ITS EVOLUTIONARY PARAMETERS, by *L. S. Lyubimkov, Z. A. Samedov.*— Basing on the model atmospheres of Kurucz [8] and using high dispersion spectroscopic data of Castley and Watson [7] we have analysed the supergiant δ CMa (F8 Ia) and obtained the following values of the effective temperature and surface gravity: $T_{eff} = 6000 \pm 200$ K, $\log g = 1.0 \pm 0.2$. It is shown that the microturbulent velocity in the upper layers of the atmosphere exceeds noticeably the sound velocity (fig. 2). Probably the supersonic turbulence is connected with the existence of chromosphere detected for δ CMa. The chemical composition of δ CMa is similar to the solar one; however among its peculiarities we should note carbon and calcium underabundance and silicon overabundance (fig. 3). By means of comparison with the evolution calculation [27, 28] we have found mass, radius, luminosity and the age of δ CMa. The atmosphere extension for δ CMa is about 8% of its radius; hence while analysing strong lines, probably, the effect of sphericity should be taken into account.

1. Определение эффективной температуры и ускорения силы тяжести

Исследование сверхгигантов класса F методом моделей атмосфер было начато в Крымской астрофизической обсерватории Боярчуком и Любимковым с изучения звезд γ Cyg и α UMi [1]. Затем последовал анализ спектров сверхгигантов ρ Cas [2], α Car [3, 4], α Lep и ι Car [5]. Было найдено, что скорость микротурбулентности ξ_t в атмосферах звезд этого типа быстро растет с высотой, вследствие чего в поверхностных слоях она даже может превысить скорость звука. Были обнаружены различия в значениях ξ_t, определенных по линиям Fe I и по линиям ионов Fe II и Ti II. По-видимому, они вызваны отклонениями от локального термодинамического равновесия в степени ионизации (см. [6]). Химический состав в целом не показал сильных отличий от солнечного химического состава, однако выявились две общие аномалии — дефицит углерода и избыток натрия.

Продолжая исследование F-сверхгигантов, мы применили метод моделей атмосфер для анализа спектров звезды δ CMa (F8 Ia) = HR 2693 = HD 54 605. Как и при изучении α Car, α Lep и ι Car, использовались данные Кастли и Уотсона [7], полученные по спектрограммам с дисперсией 2,1 Å/мм. Наши расчеты основаны на моделях атмосфер [8], причем вычисление основных источников непрозрачности выполнено с помощью программы ATLAS [9]. Другие детали нашей методики описаны в [10]. Расчеты проведены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

При определении эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g сопоставлялись следующие наблюдаемые и теоретические характеристики: 1) профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий H_γ и H_δ; 2) отношение потоков в двух участках непрерывного спектра (4625 и 3625 Å); 3) эквивалентные ширины линий Fe I, Fe II и Ti I, Ti II (ионизационное равновесие). Диаграмма для определения $T_{эф}$ $\lg g$ представлена на рис. 1. Метод ее построения не отличается от метода, примененного в [1—5].

Из рис. 1 видно, что линии, соответствующие H_γ и H_δ, с одной стороны, и ионизационному равновесию — с другой, дают на диаграмме точку пересечения, близкую к $T_{эф}$ = 6000 K, $\lg g$ = 1,0. Однако при рассмотрении третьего критерия, отношения потоков F (4625)/F (3625), мы сталкиваемся в случае δ CMa с трудностью правильного учета межзвездного поглощения. (Заметим, что наблюдаемые потоки взяты из [11].) Согласно справочнику Аллена [12] сверхгигант δ CMa расположен на расстоянии d = 600 пс. При таком d (и при нормальном законе межзвездного поглощения) отношение $F(4625)/F(3625)$ указывает на ускорение силы тяжести $\lg g$ = 1,25 или даже больше (штриховая линия на рис. 1). По нашему мнению, такая оценка $\lg g$ является завышенной. Во-первых, для менее яркого сверхгиганта того же подкласса γ Cyg (F8 Ib) было найдено, что $\lg g$ = 1,2 [1]. Поэтому для сверх-

Таблица 1

Значения $T_{эф}$ и $\lg g$, найденные для δ CMa разными авторами

$T_{эф}$	$\lg g$	Автор, год
—	0,9	Парсонс и Боу [13], 1971
6110±430	—	Коуд и др. [14], 1976
6250±200	1,0±0,3	Лук [15], 1979
6140±120	—	Блеквелл и др. [16], 1980
6000±200	1,0±0,2	Наст. исслед.

Таблица 2

Оценки скорости микротурбулентности в атмосфере δ CMa при предположении $\xi_t(\tau)$ = const, полученные разными авторами

Исследованные линии	ξ_t, км/с	Автор, год
Fe I	12,0	Белл и Роджерс [18], 1965
Fe I	9,8	Осмер [19], 1972
Fe II	14,5	
Fe I	11,0	Кастли [20], 1973
Fe II, Ti II, Cr II	14,0	
Fe I	4,5	Лук [15], 1979
Fe I	12,0	Наст. исслед.
Ti II	16,0	

гиганта δ CMa (F8 Ia), обладающего большей светимостью, можно ожидать ускорения силы тяжести $\lg g < 1{,}2$. Во-вторых, найденное по бальмеровским линиям и по ионизационному равновесию значение $\lg g = 1{,}0$ лучше согласуется с предшествующими определениями $\lg g$ (см. табл. 1).

Если для δ CMa принять $T_{эф} = 6000$ К и $\lg g = 1{,}0$, тогда радиус звезды составит $R = 160\ R_{\odot}$ (см. ниже). Сопоставляя это значение R с измерением углового диаметра δ CMa, равного $3{,}61 \cdot 10^{-3}$ сек дуги [17], получаем $d = 400$ пс. Как видно из рис. 1, при таком расстоянии d линия, соответствующая $F(4625)/F(3625)$, в точности проходит через точку $T_{эф} = 6000$ К, $\lg g = 1{,}0$, найденную по двум другим критериям. Исходя из всего сказанного, окончательно для δ CMa мы приняли $T_{эф} = 6000 \pm 200$ К и $\lg g = 1{,}0 \pm 0{,}2$.

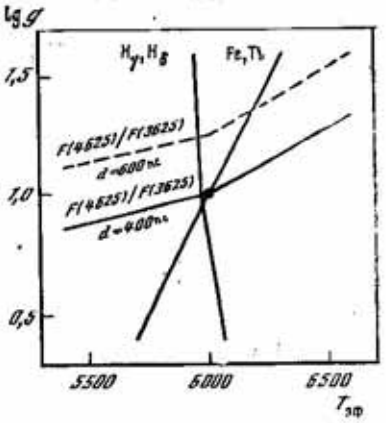


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести

Точка соответствует модели атмосферы, принятой для δ CMa

В табл. 1 приведены предшествующие оценки $T_{эф}$ и $\lg g$. Видим, что в пределах ошибок определения они хорошо согласуются с нашими значениями $T_{эф}$ и $\lg g$.

2. Анализ микротурбулентности

Как было показано в [1], для детального исследования распределения скорости микротурбулентности ξ_t в зависимости от оптической глубины τ необходимо иметь список линий какого-либо атома или иона в широком диапазоне эквивалентных ширин, включая и наиболее слабые линии с ширинами $W_\lambda = 10 \div 20$ мÅ. Только в этом случае можно ответить на вопрос, является ли величина ξ_t постоянной или переменной по глубине в атмосфере. К сожалению, даже наиболее многочисленные линии Fe I, измеренные Кастли и Уотсоном [7] в спектрах δ CMa, имеют эквивалентные ширины $W_\lambda \gtrsim 100$ мА, не говоря уже о линиях Fe II или Ti II, для которых $W_\lambda > 300$ мА. Таким образом, в случае δ CMa у нас нет нужного количества слабых линий, и, если исходить только из анализа наблюдаемых ширин W_λ, трудно ответить на вопрос о постоянстве ξ_t с глубиной в атмосфере. Мы рассмотрим оба варианта: $\xi_t = \text{const}$ и $\xi_t = \xi_t(\tau)$.

Напомним, что скорость микротурбулентности ξ_t подбирается так, чтобы определяемое содержание элемента не показывало хода с ростом W_λ. Мы нашли постоянную скорость ξ_t отдельно по 84 линиям Fe I и по 29 линиям Ti II. Полученные результаты представлены в табл. 2 вместе с предшествующими оценками ξ_t для δ CMa (начиная с 1965 г.). Скорость микротурбулентности, найденная нами по линиям Fe I, оказалась равной 12 км/с, что в точности совпадает с результатом Белла и Роджерса [18]. Очень близкое значение $\xi_t = 11$ км/с получил по Fe I Кастли [20]. Проверка показала, что эквивалентные ширины линий Fe I в [18, 20] и в нашем анализе (см. данные [7]) не показывают систематических отличий. Осмер [19] нашел по Fe I скорость микротурбулентности около 10 км/с (табл. 2), однако в этом случае мы уже не можем сравнить W_λ, так как в [19] рассматривалась иная, более красная область спектра δ CMa.

Как видно из табл. 2, резко отличается от всех прочих оценок ξ_t результат Лука [15]. Его значение $\xi_t = 4{,}5$ км/с, по-видимому, занижено, так как при определении ξ_t использовались лишь относительно слабые линии Fe I с ширинами $W_\lambda < 175$ мА, причем, как выяснилось позже, значения W_λ оказались систематически завышенными. На это указал и сам Лук [21], и независимо от него к такому же выводу пришли Хирншоу и Дезикахари [22, 23] при исследовании спектра Канопуса, другого F-сверхгиганта, рассмотренного в [15].

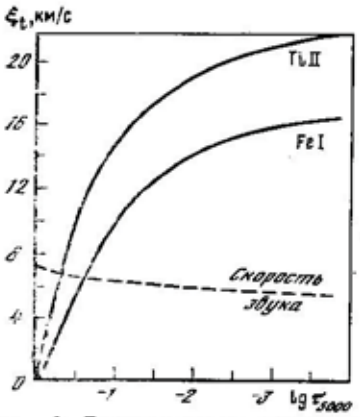


Рис. 2. Распределение скорости микротурбулентности ξ_t в атмосфере δ CMa, найденное по линиям Fe I и Ti II

Здесь τ_{5000} — оптическая глубина для длины волны 5000 Å.

Мы нашли микротурбулентность также по 29 линиям Ti II и получили $\xi_t = 16$ км/с, т. е. выше, чем по Fe I. В нашем распоряжении имелись еще эквивалентные ширины 13 линий Fe II, но этого количества оказалось недостаточно для уверенного определения ξ_t из-за влияния случайных ошибок в W_λ. Из табл. 2 видно, что в [19] и [20] по линиям ионов также получилась более высокая скорость микротурбулентности, чем по линиям Fe I. Аналогичное различие обнаружено не только для δ CMa, но и для других F-сверхгигантов. Возможные причины такого расхождения проанализированы в [6]; было показано, что оно объясняется не учтенными в расчетах отклонениями от локального термодинамического равновесия (ЛТР) в степени ионизации атомов.

Если не учитывать заниженную оценку [15], тогда все другие определения ξ_t, представленные в табл. 2, дают для δ CMa скорость микротурбулентности около 10—16 км/с. Нетрудно подсчитать, что скорость звука в атмосфере δ CMa в области образования линий составляет примерно 6 км/с (см. штриховую линию на рис. 2). Таким образом, при предположении $\xi_t(\tau) = \text{const}$ микротурбулентность по всей глубине атмосферы δ CMa оказывается существенно сверхзвуковой. Этот результат, если бы он соответствовал действительности, было бы трудно объяснить с теоретической точки зрения.

В [1] при исследовании сверхгиганта γ Cyg, где анализировались линии Fe I вплоть до самых слабых ($W_\lambda = 10 \div 20$ мÅ), было показано, что никакое постоянное значение ξ_t не может устранить ход в содержании Fe с ростом W_λ. Поэтому в [1], а затем и в [2, 3, 5] была рассмотрена другая возможность, когда ξ_t меняется с глубиной в атмосфере.

Существует мнение, что тот эффект, который принято называть микротурбулентностью, у холодных звезд порождается акустическими волнами, возникающими в конвективной зоне под фотосферой и распространяющимися вверх через атмосферу звезды. Расчеты [24] объясняют с этой точки зрения оба явления, обнаруженные в [1—5] при анализе микротурбулентности у F-сверхгигантов: рост ξ_t с высотой и достижение сверхзвуковых скоростей в поверхностных слоях. Исходя из сказанного, мы исследовали для δ CMa случай, когда ξ_t является функцией оптической глубины τ.

На рис. 2 представлены результаты такого исследования, выполненного по линиям Fe I и Ti II. Отметим, что по Fe I для δ CMa получилась та же зависимость ξ_t от τ, что и для ρ Cas [2]. Как видно из рис. 2, линии Ti II привели к более высоким значениям ξ_t по сравнению с Fe I. Мы уже указывали, что причины такого расхождения связаны с отклонениями от ЛТР в степени ионизации атомов.

Интересно, что уже на оптических глубинах $\tau \sim 0{,}1$ в атмосфере δ CMa существует сверхзвуковая микротурбулентность (рис. 2). При исследовании сверхгиганта ρ Cas [2], где был получен аналогичный результат, уже отмечалось, что сверхзвуковые движения могут приводить к появлению ударных волн, к нагреву верхних слоев атмосферы и к возникновению хромосферы. И действительно, по наблюдениям на спутнике IUE (см. [25]) в ультрафиолетовых спектрах δ CMa была обнаружена слабая хромосферная эмиссия в некоторых линиях (λ1305 O I, λ1335 C II и λ1400 Si IV).

Завершая на этом анализ микротурбулентности, отметим, что в дальнейших расчетах при определении химического состава δ CMa мы будем основываться на распределении $\xi_t(\tau)$, найденном по линиям Fe I. Отметим также, что окончательная модель атмосферы δ CMa была вычислена с учетом турбулентного давления, соответствующего указанному распределению $\xi_t(\tau)$.

Таблица 3

Химический состав атмосфер δ CMa и Солнца

Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{\delta\,CMa}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{\delta\,CMa}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$
C I	1	8,30:	8,61	Fe I	8	7,36	7,55
Mg I	3	7,37	7,36	Fe II	8	7,37	7,56
Si II	2	8,05	7,55	Co I	2	4,40	4,55
Ca I	6	5,96	6,36	Ni I	4	6,00	6,08
Sc II	2	2,64:	3,00	Ni II	3	6,38	6,21
Ti I	5	4,64	4,86	Zn I	2	3,74:	4,42
Ti II	6	4,63	4,82	Y II	3	2,20	2,24
V I	3	3,77	4,04	Zr II	5	2,79	2,96
V II	6	3,93	4,21	Ba II	2	2,28	2,40
Cr I	3	5,34:	5,61	La II	3	1,23	1,13
Cr II	5	5,62	5,50	Ce II	8	1,65	1,59
Mn I	5	5,12	5,35				

3. Химический состав

Содержание элементов $\lg \varepsilon$, найденное нами для δ CMa, приведено в табл. 3. Результаты даны в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято $\lg \varepsilon\,(H) = 12{,}00$. Для сравнения в табл. 3 представлен также химический состав атмосферы Солнца. Как значения $\lg \varepsilon_{\odot}$, так и силы осцилляторов совпадают с теми, которые были приняты в [4] при исследовании Канопуса.

При определении химического состава лучше всего анализировать относительно слабые линии, чтобы снизить влияние ошибок в микротурбулентности и в затухании. К сожалению, это удалось сделать не для всех элементов, так как данные [7], использованные в наших расчетах, содержат для δ CMa недостаточное количество слабых линий. Поэтому в ряде случаев нам пришлось привлечь и относительно сильные линии ($W_\lambda > 200$ мА), что несколько понизило точность определения $\lg \varepsilon$.

В тех случаях, когда по линиям какого-либо элемента получался большой разброс в содержании, специально изучался вопрос о блендировании указанных линий. С этой целью из обширного списка Куруца и Пейтреманна [26] выбирались те линии, которые могли дать вклад в блендирование, и для них мы вычисляли эквивалентные ширины W_λ. Иногда эти значения W_λ давали вклад в полную эквивалентную ширину бленды до 20%, тогда приходилось отказываться от использования соответствующих линий.

Ранее химический состав атмосферы δ CMa был исследован Луком [15]. Он нашел, что содержание элементов повышено относительно Солнца в среднем в 3 раза. Избыток в содержании был найден в [15] и у других сверхгигантов, например у Канопуса. Однако в 1982 г. появились два независимых исследования, [4] и [23], в которых было показано, что химический состав Канопуса близок к нормальному. Мы уже отмечали, что значения W_λ в [15] оказались завышенными, поэтому как для δ CMa, так и для других сверхгигантов содержание элементов в [15] получилось завышенным в несколько раз.

На рис. 3 представлена разница в значениях $\lg \varepsilon$ между δ CMa и Солнцем. Видим, что только кремний показал заметный избыток (около 0,5 в логарифме). Однако вопрос о его реальности остается пока открытым. С одной стороны, подобный избыток ранее был обнаружен также для сверхгигантов ρ Cas [2] и α Lep [5]. Но, с другой стороны, этот результат получен по относительно сильным линиям Si II, и здесь на точность определения $\lg \varepsilon$ могут влиять погрешности в принятых значениях микротурбулентности и затухания. Кроме того, было бы полезно оценить, как влияют на расчеты линий Si II отклонения от ЛТР.

Углерод, как и у других F-сверхгигантов, показал пониженное содержание (отметим, однако, что значение $\lg \varepsilon$ для углерода определено только по

одной линии, так как другие оказались блендированными). Интересно, что Ca и Sc тоже обнаружили некоторый дефицит, и если содержание Sc определяется не очень уверенно, то для Ca по шести линиям получаются довольно близкие оценки lg ε. Необходимо подчеркнуть, что у ранее исследованных F-сверхгигантов такого дефицита Ca обнаружено не было (см. [1—5]).

Содержание более тяжелых элементов, исключая Zn, в целом оказалось близким к солнечному: в среднем для них $\lg \varepsilon_{\delta CMa} - \lg \varepsilon_{\odot} = -0{,}11$ с максимальным разбросом $\pm 0{,}16$. Этим подтверждается сделанный в [1—5] вывод, что F-сверхгиганты имеют в среднем нормальный химический состав.

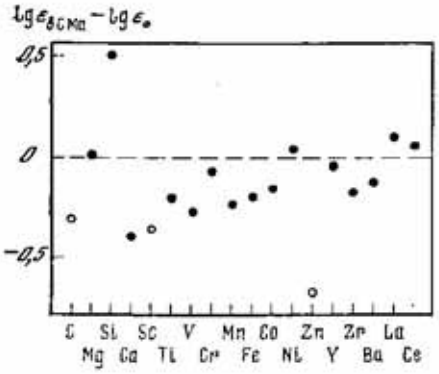


Рис. 3. Разница в содержании элементов между сверхгигантом δ CMa и Солнцем

Светлыми кружками выделены неуверенные определения, выполненные либо по одной линии (углерод), либо по двумя линиям, но со значительным разбросом в содержании (скандий, цинк). Штриховая линия соответствует солнечному химическому составу

Результат для Zn, который на рис. 3 выпадает из общей картины, получен по двум линиям, дающим значительный разброс в lg ε, поэтому мы считаем этот результат ненадежным.

Большой интерес представляет оценка содержания натрия, так как избыток этого элемента показал зависимость от светимости сверхгигантов (см. [2]). К сожалению, в данных [7] отсутствуют измерения W_λ линий натрия в случае δ CMa.

4. Эволюционные параметры

Зная $T_{эф}$ и lg g, можно найти массу M, радиус R, светимость L и возраст t сверхгиганта δ CMa. Масса M определяется с помощью эволюционных расчетов, опубликованных в [27, 28]. Когда значение M известно, радиус и светимость можно получить из следующих соотношений:

$$\lg (R/R_{\odot}) = 2{,}22 + 0{,}5 \lg (M/M_{\odot}) - 0{,}5 \lg g,$$

$$\lg (L/L_{\odot}) = -15{,}045 + 2 \lg (R/R_{\odot}) + 4 \lg T_{эф},$$

где $M_{\odot}$, $R_{\odot}$ и $L_{\odot}$ — соответственно масса, радиус и светимость Солнца. Возраст t находим непосредственно из расчетов [27, 28].

Основываясь на значениях $T_{эф} = 6000 \pm 200$ K и $\lg g = 1{,}0 \pm 0{,}2$, найденных выше для δ CMa, получаем следующие оценки M, R, L и t:

$$M/M_{\odot} = 14 \pm 3,$$

$$\lg (R/R_{\odot}) = 2{,}23 \pm 0{,}15 \qquad (R = 160 R_{\odot}),$$

$$\lg (L/L_{\odot}) = 4{,}53 \pm 0{,}36 \qquad (L = 3{,}4 \cdot 10^4 L_{\odot}),$$

$$\lg t = 7{,}12 \pm 0{,}15 \qquad (t = 13 \cdot 10^6 \text{ лет}).$$

Отметим, что при определении этих параметров принято начальное содержание гелия $Y = 0{,}28$ и начальное содержание металлов $Z = 0{,}02$, что в среднем соответствует звездам первого типа населения.

Зная радиус звезды R, а из модели атмосферы зная ее геометрическую толщину ΔH, можно оценить относительную протяженность атмосферы $\Delta H/R$. Если принять, что величина ΔH определяется разностью высот между уровнями $\tau_{5000} = 0{,}001$ и $\tau_{5000} = 10{,}0$, тогда $\Delta H/R = 0{,}08$, т. е. протяженность атмосферы δ CMa составляет около 8% радиуса. По-видимому, для

данного сверхгиганта при вычислении профилей и эквивалентных ширин достаточно сильных линий уже необходимо учитывать сферичность атмосферных слоев.

Отметим, что сводка значений M, R, L, t и $\Delta H/R$ для шести F-сверхгигантов, исследованных ранее, приведена в [5].

5. Основные результаты

1. Для сверхгиганта δ CMa методом моделей атмосфер мы нашли следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{эф} = 6000 \pm 200$ K, $\lg g = 1{,}0 \pm 0{,}2$.

2. Независимо от того, считать ли скорость микротурбулентности в атмосфере δ CMa постоянной по глубине или переменной, в поверхностных слоях она существенно превышает скорость звука. Сверхзвуковые движения могут быть связаны с наличием хромосферы, признаки которой обнаружены у δ CMa по ультрафиолетовым спектрам, полученным на спутнике IUE.

3. Содержание металлов в атмосфере δ CMa оказалось близким к солнечному. Углерод и кальций обнаружили дефицит, а кремний — избыток относительно их содержания на Солнце.

4. Путем сравнения значений $T_{эф}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных вычислений найдены масса, радиус, светимость и возраст δ CMa. Показано, что протяженность атмосферы этого сверхгиганта составляет около 0,08 его радиуса.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* Детальный анализ сверхгигантов класса F. I. Распределение микротурбулентности и содержание элементов в атмосферах звезд γ Cyg и α VMi.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 3—12.
2. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* Детальный анализ сверхгигантов класса F. II. Распределение микротурбулентности и содержание элементов в атмосфере ρ Cas.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 130—139.
3. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* Атмосфера Канопуса. I. Модель атмосферы и распределение микротурбулентности.— Астрофизика, 1982, т. 18, с. 375—385.
4. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* Атмосфера Канопуса. II. Химический состав. Определение массы, радиуса, светимости и возраста.— Астрофизика, 1982, т. 18, с. 596—607.
5. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.* Атмосферы южных сверхгигантов α Lep и ι Car.— Астрофизика, 1984, т. 20, с. 85—98.
6. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* Влияние отклонений от ЛТР на определение микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов класса F.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 683—696.
7. *Castley J. C., Watson R. D.* Spectroscopic data for bright southern type F supergiants.— Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 41, p. 397—404.
8. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1—340.
9. *Kurucz R. L.* ATLAS: a computer program for calculating model stellar atmospheres.— Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1970, N 309, p. 1—293.
10. *Любимков Л. С.* Применение моделей атмосфер при исследовании звезд классов B — G.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 44—53.
11. *Алексеев Н. Л., Алексеева Г. А., Архаров А. А.* и др. Итоги работы астрофизической экспедиции АН СССР в Чили (1971—1973 гг.).— Тр. Главной астрон. обс. в Пулкове, 1978, т. 83, с. 4—147.
12. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977, с. 342.
13. *Parsons S. B., Bouw G. D. R*, L and M from six-colour fitting of Galactic cepheids and other supergiants.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1971, vol. 152, p. 133—144.
14. *Code A. D., Davis J., Bless R. C., Hanbury Brown R.* Empirical effective temperatures and bolometric correstions for early-type stars.— Astrophys. J., 1976, vol. 203, p. 417—434.
15. *Luck R. E.* The chemical compositions of nine southern supergiant stars.— Astrophys. J., 1979, vol. 232, p. 797—806.
16. *Blackwell D. E., Petford A. D., Shallis M. J.* Use of infra-red flux method for determining stellar effective temperatures and angular diameters; the stellar temperature scale.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 82, p. 249—252.
17. *Ayres T. R., Marstad N. C., Linsky J. L.* Outer atmospheres of cool stars. IX. A survey of ultraviolet emission from F—K dwarfs and giants with IUE.— Astrophys. J., 1981, vol. 247, p. 545—559.

18. *Bell R. A., Rodgers A. W.* Turbulent velocities in the atmosphere of the supergiant δ Canis Majoris.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1965, vol. 129, p. 127—136.
19. *Osmer P. S.* The atmospheres of the F-type supergiants. II. The line and continuous spectra.— Astrophys. J. Suppl., 1972, vol. 24, p. 255—282.
20. *Castley J. C.* Microturbulent velocities of southern F-type supergiants.— Proc. Astron. Soc. Australia, 1973, vol. 2, p. 200—202.
21. *Luck R. E.* The chemical composition of late-type supergiants. IV. Homogeneous abundances and Galactic metallicity trends.— Astrophys. J., 1982, vol. 256, p. 177—188.
22. *Hearnshaw J. B., Desikachary K.* The spectrum of Canopus.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 198, p. 311—320.
23. *Desikachary K., Hearnshaw J. B.* The spectrum of Canopus. II. Analysis and composition.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 201, p. 707—721.
24. *Edmunds M. G.* A model for stellar microturbulence.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 64, p. 103—109.
25. *Böhm-Vitense E., Dettmann T.* The boundary line in the H—R diagram for stellar chromospheres and the theory of convection.— Astrophys. J., 1980, vol. 236, p. 560—566.
26. *Kurucz R. L., Peytremann E.* A table of semiempirical *gf* values. Part 2.— Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1975, N 362, p. 401—800.
27. *Becker S. A.* The evolution of intermediate-mass stars from the zero-age main sequence to the base of the asymptotic giant branch as a function of mass and composition.— Astrophys. J. Suppl., 1981, vol. 45, p. 475—505.
28. *Brunish W. M., Truran J. W.* The evolution of massive stars. I. The influence of mass loss on population I stars.— Astrophys. J., 1982, vol. 256, p. 247—258.

УДК 523.9

ИССЛЕДОВАНИЕ α Lyr И γ Gem МЕТОДОМ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

И. С. Саванов, А. М. Халилов

На основе моделей атмосфер Куруца [1] по высокодисперсионным спектрограммам проведен анализ звезд α Lyr и γ Gem. Для α Lyr, следуя [10], использовалась модель атмосферы с параметрами $T_{эф} = 9650$ K, $\lg g = 3{,}9$; для γ Gem найдены следующие значения: $T_{эф} = 9300 \pm 100$ K, $\lg g = 3{,}40 \pm 0{,}15$. И в том и в другом случае микротурбулентность ξ_t равна 2 км/с с ошибкой 0,5 км/с.

Определены содержания 14 элементов для α Lyr и 20 элементов для γ Gem (табл. 3). Аномалии химического состава для этих звезд имеют различный характер. У α Lyr (рис. 6) содержания кремния, кальция, скандия и железа понижены по отношению к солнечным значениям. γ Gem имеет химический состав, сходный с наблюдаемым у металлических звезд (рис. 7, 8).

Путем сравнения с результатами эволюционных расчетов [14] найдены массы, радиусы, светимости и возрасты α Lyr и γ Gem (табл. 4), которые сопоставлены с данными, полученными по измерениям параллаксов, угловых диаметров и абсолютных распределений энергии [16].

A MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF α Lyr AND γ Gem, by *I. S. Savanov, A. M. Khalilov.*— Using model atmospheres of Kurucz [1] we have analysed high dispersion spectrograms of α Lyr and γ Gem. According to [10] we used for α Lyr the model with $T_{ef} = 9650$ K and $\lg g = 3{,}9$. For γ Gem we obtained the following values: $T_{ef} = 9300 \pm 100$ K, $\lg g = 3{,}40 \pm 0{,}15$. In both cases the microturbulence was found $\xi_t = 2{,}0 \pm 0{,}5$ km/s.

The abundances of 14 and 20 elements in the atmospheres of α Lyr and γ Gem accordingly were obtained (table 3). It was found that these stars differ in their chemical composition: α Lyr is underabundaned in Si, Ca, Sc and Fe (fig. 6), while γ Gem has chemical composition similar to that of the metallic-line stars (fig. 7, 8).

Masses, radii, luminosities and ages of the stars were found using evolutionary calculations [14] (table 4). They were compared with the data from direct measurements of angular diameters, parallaxes and absolute energy distributions [16].

Определение параметров атмосферы и химического состава двух ярчайших звезд спектрального класса A α Lyr (A0 V) и γ Gem (A0 IV) имеет большое значение с точки зрения возможности использования их в качестве

стандартных звезд при анализе звездных атмосфер. К тому же α Lyr является общепризнанным фотометрическим стандартом. Однако имеющиеся в литературе сведения о содержании элементов в атмосферах данных звезд неполны и зачастую противоречивы, и этот факт побудил нас провести их анализ на основе спектрограмм с высокой дисперсией, новых моделей атмосфер Куруца [1] и новых значений сил осцилляторов.

Наблюдения и измерения

Наблюдательный материал для изучаемых звезд был получен на 2,6-м телескопе КАО со спектрографом в фокусе куде. Основные данные о спектрограммах приведены в табл. 1. Фотометрические измерения спектрограмм проводились на микрофотометре непосредственно в интенсивностях. С целью определения эквивалентных ширин линий для каждой записи строились зависимости между эквивалентной шириной и центральной глубиной для линий, контуры которых не искажены блендированием. По полученным зависимостям определялись эквивалентные ширины линий, контуры которых искажены блендированием, а центральные интенсивности — нет.

Особое внимание уделялось единообразному проведению уровня непрерывного спектра на регистрограммах изучаемых звезд.

Поскольку эквивалентная ширина каждой линии измерялась по крайней мере по трем спектрограммам, мы провели оценку внутренней точности нашего наблюдательного материала. Полученные результаты приведены на рис. 1 в виде зависимости относительной ошибки произвольного измерения эквивалентной ширины от ее величины. Рис. 1 позволяет заключить, что ошибка произвольного измерения σ_0 колеблется от 5 до 8 мÅ (наблюдательный материал с обратной дисперсией $D = 1{,}5$ Å/мм) и от 7 до 10 мÅ (для наблюдений с $D = 4$ Å/мм).

Окончательно полученные эквивалентные ширины были сравнены с измерениями других авторов. Для α Lyr имеются три независимых системы измерений эквивалентных ширин: наблюдения Хунгера [2] (дисперсия $D = 3$ Å/мм), Смита [3] (дисперсия 2,7 Å/мм) и Садакане, Нишимура [4] (дисперсия 4 Å/мм). Согласие с данными первых двух авторов вполне удовлетворительное (рис. 2, *а*, *в*); отметим лишь, что в области малых эквивалентных ширин ($W_\lambda < 40$ мÅ) данные Хунгера, возможно, несколько больше наших (рис. 2, *а*). Сравнение с результатами [4] (рис. 2, *б*) показывает систематическое различие в области эквивалентных ширин $W_\lambda > 60$ мÅ (величина отклонения порядка 15 мÅ, величины, измеренные в [4], меньше наших).

Таблица 1

Дата наблюдений	Фотоматериал	Время экспозиции, мин	D, Å/мм	λ, Å
		α Lyr		
16.08 1981 г.	103aO	25	1,5	3600—4500
17.08	103aO	15	1,5	4100—4800
17.08	103aO	20	1,5	4100—4800
17.08	103aO	20	1,5	3600—4500
17.08	103aO	20	1,5	3900—4700
19.08	103aD	25	3	4700—6000
19.08	103aD	20	3	4700—6000
19.08	103aD	15	3	4700—6000
		γ Gem		
02.03 1982 г.	103aO	30	4	4150—5000
02.03	103aO	36	4	3500—4400
02.03	103aO	25	4	4150—5000
02.03	103aO	36	4	3500—4400
04.03	103aD	20	6	4700—6100
04.03	103aD	30	6	4700—6100

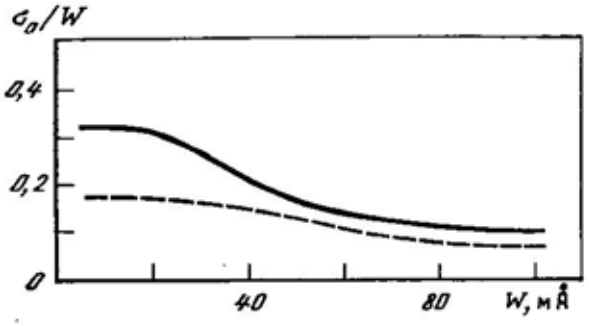


Рис. 1. Зависимость относительной ошибки произвольного измерения эквивалентной ширины σ_0/W_λ от величины эквивалентной ширины W_λ

Штриховая кривая соответствует наблюдениям с дисперсией $D = 1{,}5$ Å/мм, сплошная — с $D = 4$ Å/мм

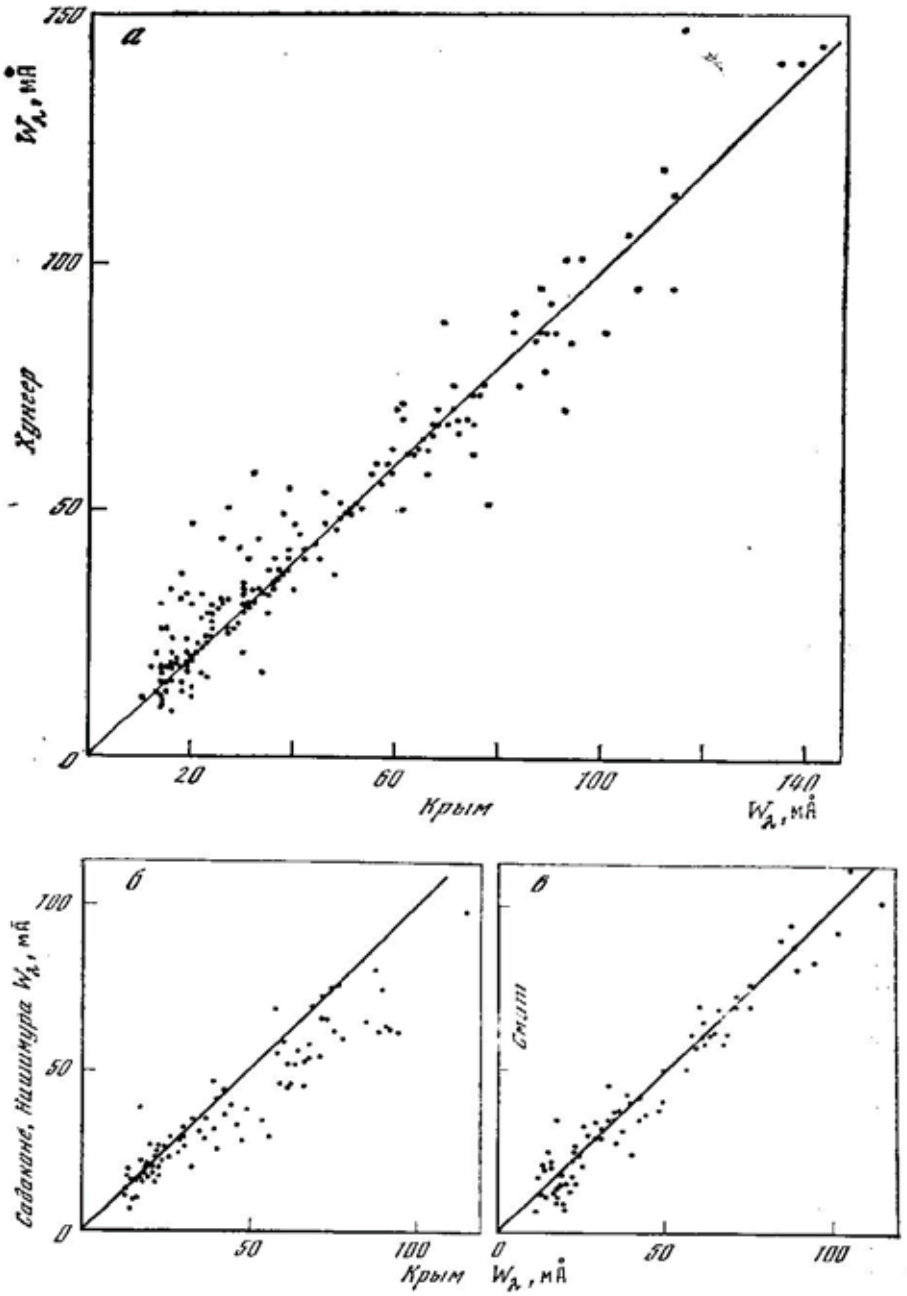


Рис. 2. Сравнение измеренных эквивалентных ширин линий α Lyr с данными Хунгера [2] (*а*), Садакане, Нишимура [4] (*б*) и Смита [3] (*в*)

Таблица 2

Элемент, λ, Å	m	lg gf	α Lyr		γ Gem	
			$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	lg ε	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	lg ε
1	2	3	4	5	6	7
C I						
4771,72	6	—1,70	0,60	8,35	0,70	8,40
4932,00	13	—1,78			0,64	8,53
5052,12	12	—1,49			0,81	8,47
5380,24	11	—1,68			0,69	8,55
Mg I						
3829,35	3	—0,28			1,56	7,56
3832,30	3	—0,10			1,66	7,58
3838,29	3	—0,33			1,54	7,56
4167,27	15	—1,19	0,53	7,52	0,95	7,99
4702,99	11	—0,58	0,88	7,38	1,14	7,77
5167,32	2	—0,86	1,25	7,56		
5172,68	2	—0,55	1,37	7,78	1,41	7,85
5183,60	2	—0,16	1,46	7,49	1,49	7,90
5528,41	9	—0,48	0,69	7,14		
Mg II						
3848,24	5	—1,59			0,85	7,32
4384,64	10	—0,78			0,84	7,25
4390,59	10	—0,53			1,13	7,55
4428,00	9	—1,21			0,68	7,48
4433,99	9	—0,91			0,86	7,45
Si II						
3853,66	1	—1,63	1,03	6,98	1,34	7,52
3856,02	1	—0,67	1,48	7,10	1,62	7,89
3862,59	1	—0,93	1,36	6,97	1,57	7,57
4128,05	3	0,58	1,21	6,73	1,38	7,10
4130,88	3	0,75	1,24	6,62	1,37	6,89
5041,06	5	0,28	0,93	6,97	1,28	7,68
5056,02	5	0,54	1,16	7,17	1,30	7,46
5978,97	4	0,01			0,60	7,05
Ca I						
4226,73	2	0,24	1,16	5,92	1,27	6,08
4302,53	5	0,27	0,54	6,11	0,56	6,06
4318,65	5	—0,21			0,44	6,38
4434,96	4	—0,03			0,66	6,50
4454,78	4	0,25	0,50	6,09	0,71	6,28
Sc II						
4246,83	7	0,32	1,12	2,54	1,27	2,65
4314,08	15	—0,15	0,90	2,84	1,13	2,98
4320,74	15	—0,26	0,89	2,93	1,10	3,02
4325,01	15	—0,39	0,64	2,71	0,89	2,80
4374,45	14	—0,50	0,44	2,61	0,77	2,77
4400,36	14	—0,63	0,56	2,86	0,78	2,91
4415,56	14	—0,70	0,50	2,85	0,67	2,82
Ti II						
3641,33	52	—0,70	1,02	5,14		
3659,77	75	—0,65	0,78	4,01		
3662,24	75	—0,71	0,98	4,33		
3741,63	72	—0,37	1,30	4,65		
3757,68	72	—1,09	1,09	4,89		
3759,29	13	0,17	1,56	4,34	1,73	5,12
3761,32	13	0,06	1,48	4,21	1,67	4,82
3761,87	107	—0,60	0,90	4,72	1,33	5,40
3882,28	34	—2,02			1,17	5,49
3900,55	34	—0,39	1,37	4,67	1,56	5,30
3913,46	34	—0,49	1,37	4,75	1,55	5,40
3932,01	34	—1,72	0,85	4,91	1,27	5,46

Таблица 2 *(продолжение)*

Элемент, λ, Å	n	lg gf	α Lyr		γ Gem	
			$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε
1	2	3	4	5	6	7
3987,63	11	—2,77			0,75	5,27
4012,37	11	—1,85	0,97	4,87	1,36	5,57
4025,14	11	—1,97			0,99	4,83
4028,33	87	—1,04	0,87	4,72	1,24	5,18
4053,81	87	—1,32	0,67	4,73	1,11	5,17
4161,52	21	—2,27			0,72	5,04
4163,64	105	—0,40	1,10	4,88	1,27	5,10
4171,90	105	—0,45	1,02	4,79	1,26	5,12
4287,89	20	—1,96	0,67	4,91	0,97	5,09
4290,22	41	—1,09	1,19	4,92	1,37	5,31
4294,10	20	—1,65	1,20	4,86	1,36	5,18
4300,05	41	—0,81	1,31	5,01	1,44	5,38
4301,93	41	—1,53	0,92	4,87	1,21	5,18
4312,86	41	—1,40	1,05	4,96	1,27	5,24
4314,98	41	—1,47	1,02	4,97	1,35	5,60
4316,81	94	—1,82			0,58	5,02
4330,26	94	—1,54			0,65	4,85
4330,71	41	—2,20			0,72	5,04
4337,92	20	—1,16	0,79	4,27	1,22	4,80
4367,66	104	—0,80	0,56	4,54	0,94	4,85
4374,82	93	—1,68			0,93	5,38
4386,86	104	—0,91	0,61	4,72	0,91	4,92
4390,98	61	—2,30			0,64	5,08
4394,06	51	—1,83	0,64	4,83	0,89	4,95
4395,03	19	—0,65	1,33	4,87	1,41	5,05
4395,85	61	—1,62	0,50	4,47	0,79	4,61
4399,77	51	—1,51	0,88	4,84	1,17	5,12
4411,08	115	—0,90	0,59	4,96	0,87	5,14
4411,94	61	—2,18			0,49	4,78
4417,72	40	—1,37	0,98	4,81	1,27	5,23
4418,34	51	—2,36			0,77	5,32
4421,95	93	—1,57			0,60	4,83
4441,73	40	—2,45			0,39	4,91
4443,80	19	—0,81	1,20	4,65	1,39	5,14
4444,56	31	—2,36			0,87	5,39
4450,49	19	—1,59	0,75	4,67	1,06	4,90
4464,46	40	—1,74			0,99	4,97
4468,49	31	—0,77	1,27	4,85	1,36	4,99
4470,86	40	—2,17			0,65	4,93
4488,32	115	—0,87	0,60	4,97	0,97	5,30
4493,53	18	—2,64			0,62	5,31
4501,27	31	—1,62	1,22	4,94	1,37	5,28
4529,46	82	—1,89			0,92	5,28
4533,97	50	—0,71	1,35	5,14	1,46	5,48
4563,76	50	—0,90	1,14	4,70	1,35	5,15
4571,97	82	—0,65	1,29	5,08	1,39	5,32
4589,96	50	—1,84	0,62	4,84	1,01	5,16
4657,21	59	—2,35			0,89	5,51
4805,11	92	—1,05			1,18	5,29
5188,70	70	—1,15	0,68	4,51	1,22	5,30
5226,53	70	—1,37	0,60	4,62	1,20	5,45
5336,81	69	—1,75			0,89	5,18
V II						
3899,14	33	—0,86			0,85	4,16
3903,27	11	—1,02			0,97	4,28
3916,42	10	—1,16			0,82	4,18
3929,73	10	—1,68			0,50	4,29
3997,13	9	—1,15			0,74	4,10
4002,94	9	—1,49			0,60	4,23
4005,71	32	—0,62	0,72	3,97	1,01	4,17
4023,39	32	—0,88	0,40	3,84	0,85	4,19
4035,63	32	—0,74			0,94	4,18
4183,44	37	—1,07			0,41	3,97

Таблица 2 *(продолжение)*

Элемент, λ, Å	n	lg gf	α Lyr		γ Gem	
			$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε
1	2	3	4	5	6	7
Cr II						
3727,37	117	—1,38			1,05	6,00
3738,38	20	—1,50			1,39	6,03
4003,33	194	—0,64			0,51	5,54
4051,97	19	—2,31			0,74	5,53
4072,56	26	—2,39			0,59	5,79
4111,01	26	—2,01			0,91	5,86
4132,41	26	—2,33			0,62	5,79
4145,77	162	—1,46			0,63	5,86
4179,43	26	—1,76			0,81	5,53
4224,85	162	—1,50			0,53	5,80
4242,38	31	—1,53	0,63	5,28	1,15	5,89
4252,62	31	—2,19	0,52	5,73	0,71	5,84
4261,92	31	—1,73	0,75	5,62	1,08	5,95
4269,28	31	—2,34			0,75	6,04
4275,57	31	—1,92	0,67	5,70	0,97	5,94
4284,21	31	—1,91			0,85	5,76
4555,02	44	—1,45	0,62	5,34	1,12	5,93
4558,66	44	—0,49	1,23	5,44	1,37	5,81
4588,22	44	—0,66	1,09	5,27	1,23	5,44
4592,09	44	—1,35	0,68	5,33	1,03	5,67
4616,64	44	—1,35	0,68	5,33	0,97	5,60
4618,83	44	—0,96	0,94	5,32	1,23	5,75
4634,11	44	—1,06	0,90	5,36	1,21	5,79
4824,13	30	—1,00	1,04	5,44	1,34	6,16
4848,24	30	—1,20			1,24	5,97
5237,34	43	—0,88	0,76	5,06	1,16	5,64
5274,99	43	—1,40	0,58	5,34	1,06	5,90
Mn I						
4030,76	2	—0,60	0,75	5,49	0,87	5,49
4033,07	2	—0,75	0,69	5,55	1,06	5,91
4034,49	2	—0,93			0,56	5,39
Fe I						
3719,94	5	—0,43			1,52	7,58
3727,62	21	—0,61			1,26	7,24
3743,36	21	—0,78	0,99	7,04		
3745,56	5	—0,77	1,35	7,31		
3758,24	21	—0,03	1,32	6,98	1,43	7,35
3763,79	21	—0,24			1,45	7,68
3765,54	608	0,35	0,86	7,02	1,36	7,94
3767,19	21	—0,39			1,29	7,13
3787,88	21	—0,86	1,00	7,15	1,28	7,58
3805,34	608	0,27			1,19	7,62
3812,96	22	—1,06	0,83	7,07	1,31	7,86
3815,84	45	—0,21	1,29	6,98	1,42	7,40
3816,34	73	—1,48			0,79	8,04
3820,43	20	0,12			1,47	7,34
3821,18	608	0,15			0,98	7,33
3825,88	20	—0,04			1,41	7,26
3827,83	45	0,06	1,20	6,92	1,32	7,13
3840,44	20	—0,51			1,37	7,59
3841,05	45	—0,06			1,33	7,28
3843,26	528	—0,26			1,04	7,71
3846,80	664	—0,09			0,85	7,37
3849,97	20	—0,87			1,17	7,31
3850,82	22	—1,73			0,97	7,82
3856,37	4	—1,29			1,29	7,44
3859,21	175	—0,78			0,82	7,51
3859,91	4	—0,71	1,25	6,88	1,51	7,81
3865,53	20	—0,98	1,10	7,43		
3867,22	488	—0,54			0,93	7,81
3871,75	429	—0,90			0,68	7,79

Таблица 2 *(продолжение)*

Элемент, λ, Å	n	lg gf	α Lyr		γ Gem	
			$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε
1	2	3	4	5	6	7
3872,50	20	—0,93			1,31	7,74
3873,76	175	—0,89			0,93	7,81
3878,02	20	—0,91	0,94	7,08	1,21	7,41
3895,66	4	—1,67			1,18	7,58
3899,71	4	—1,53			1,11	7,28
3902,95	45	—0,47	0,89	6,91	1,31	7,60
3903,90	429	—0,83			0,87	7,99
3907,94	280	—1,16			0,67	7,91
3916,73	606	—0,64			0,68	7,70
3920,26	4	—1,75	0,71	7,09	1,13	7,56
3922,91	4	—1,65			1,20	7,58
3925,95	364	—0,92			0,70	7,78
3926,00	562	—0,57			0,70	7,65
3927,92	4	—1,53	0,88	7,13	1,25	7,62
3930,30	4	—1,52	0,91	7,13	1,32	7,80
3948,11	562	—0,65			0,59	7,59
3948,78	604	—0,40			0,68	7,77
3949,95	72	—1,22			0,60	7,52
3951,16	661	—0,52			0,66	7,57
3956,68	278	—0,38			0,80	7,27
3997,39	278	—0,49			0,88	7,51
3998,05	276	—0,91			0,63	7,57
4005,25	43	—0,61			1,18	7,43
4009,71	72	—1,23			0,54	7,48
4014,53	802	—0,33			0,67	7,58
4017,16	527	—0,98			0,51	7,72
4021,87	278	—0,76			0,61	7,44
4045,82	43	0,28	1,33	7,16	1,44	7,49
4062,45	359	—0,84			0,62	7,59
4063,60	43	0,06	1,26	7,13	1,40	7,59
4067,98	559	—0,55			0,70	7,63
4070,77	558	—0,87			0,68	7,94
4071,74	43	—0,01	1,19	7,04	1,33	7,37
4076,64	558	—0,52			0,80	7,75
4132,06	43	—0,63			0,85	7,08
4132,90	357	—0,92			0,53	7,56
4134,68	357	—0,60			0,78	7,56
4137,00	726	—0,67			0,75	7,94
4143,42	523	—0,17	0,57	7,09	0,80	7,29
4143,87	43	—0,51	0,97	7,10	1,18	7,36
4153,91	695	—0,40			0,75	7,67
4156,80	354	—0,73			0,58	7,42
4157,79	695	—0,60			0,61	7,70
4175,64	354	—0,75			0,49	7,34
4176,57	695	—0,76			0,43	7,60
4181,76	354	—0,31			0,83	7,34
4187,04	152	—0,55	0,58	7,14	0,87	7,40
4187,80	152	—0,55	0,55	7,08	1,02	7,61
4191,44	152	—0,71	0,49	7,20	0,73	7,38
4195,34	693	—0,60			0,71	7,79
4196,22	693	—0,87			0,44	7,76
4198,31	152	—0,72	0,51	7,20	1,61	7,77
4199,10	522	0,08	0,76	7,10	1,07	7,46
4200,93	689	—1,67			0,58	8,11
4202,03	42	—0,71	0,79	7,00	1,12	7,38
4203,99	355	—0,93			0,57	7,63
4210,35	152	—0,95			0,71	7,61
4217,55	693	—0,62			0,52	7,62
4219,36	800	—0,03			0,74	7,39
4222,22	152	—0,97			0,51	7,35
4224,18	689	—0,54			0,52	7,49
4225,46	693	—0,63			0,42	7,29
4227,43	693	0,18	0,81	7,24	1,06	7,52
4233,61	152	—0,60	0,52	7,14	0,64	7,18

Таблица 2 *(продолжение)*

Элемент, λ, Å	n	lg gf	α Lyr		γ Gem	
			$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	lg ε
1	2	3	4	5	6	7
4235,94	152	—0,34	0,73	7,11	0,98	7,34
4238,82	693	—0,37			0,73	7,62
4247,43	693	—0,35			0,74	7,59
4250,13	152	—0,40	0,65	7,11	0,97	7,42
4250,79	42	—0,73	0,75	7,01	1,09	7,39
4260,48	152	0,03	0,96	7,06	1,15	7,29
4271,16	152	—0,35			1,02	7,44
4271,76	42	—0,16	1,14	7,03	1,28	7,30
4282,41	71	—0,82			0,80	7,41
4299,24	152	—0,47	0,69	7,19	0,87	7,32
4307,91	42	—0,07			1,45	7,98
4325,77	42	—0,02	1,19	7,07	1,31	7,36
4352,74	71	—1,29			0,57	7,62
4369,77	518	—0,95			0,45	7,64
4375,93	2	—3,03			0,47	7,85
4383,55	41	0,20	1,31	7,17	1,34	7,22
4404,75	41	—0,14	1,18	7,17	1,28	7,36
4415,12	41	—0,62	0,82	7,05	1,10	7,36
4442,34	68	—1,25			0,54	7,53
4459,12	68	—1,28			0,61	7,65
4466,55	350	—0,70			0,85	7,80
4469,38	830	—0,52			0,41	7,54
4476,02	350	—0,69			0,82	7,75
4494,57	68	—1,14			0,60	7,50
4525,14	826	—0,48			0,78	7,95
4528,62	68	—0,82			0,95	7,66
4871,32	318	—0,47			0,93	7,75
4891,50	318	—0,22			0,93	7,49
4919,00	318	—0,47			0,93	7,76
4920,51	318	—0,05	0,69	7,69	1,16	7,81
4957,60	318	0,08	0,96	7,35		
5227,19	37	—1,30			1,07	8,09
5232,95	383	—0,23			1,02	7,79
5383,37	1146	0,42			0,57	7,31
Fe II						
3824,91	29	—3,22	1,12	7,32	1,18	7,24
3906,04	173	—1,62			1,69	7,40
3935,94	173	—1,75	0,68	7,03	1,11	7,58
3938,29	3	—4,13			1,17	7,78
3938,97	190	—2,00	0,61	7,40	1,03	7,87
4002,07	29	—3,83			0,71	7,92
4048,83	172	—2,29	0,59	7,49	0,87	7,73
4122,64	28	—3,58	0,74	7,32	1,08	7,62
4128,74	27	—3,54			0,91	7,45
4173,45	27	—2,69	1,22	7,26	1,46	8,00
4178,86	28	—2,80	1,16	7,22	1,34	7,58
4233,17	27	—2,08	1,39	7,18	1,50	7,55
4258,16	28	—3,44	0,65	7,14	0,92	7,31
4273,32	27	—3,38	0,72	7,17	1,00	7,38
4296,57	28	—3,20	0,86	7,19	1,20	7,62
4303,17	27	—2,65	1,15	7,14	1,30	7,38
4351,76	27	—2,36	1,23	7,08	1,45	7,76
4369,40	28	—3,82			0,64	7,37
4385,38	27	—2,69	1,05	7,04	1,25	7,33
4413,60	32	—4,10			0,53	7,45
4416,82	27	—2,68	1,05	7,01	1,24	7,30
4472,92	37	—3,54			0,87	7,45
4489,19	37	—3,60	0,89	7,14	1,14	7,40
4491,40	37	—2,89	0,99	7,19	1,24	7,57
4508,28	38	—2,42	1,20	7,28	1,31	7,36
4515,34	37	—2,58	1,14	7,18	1,31	7,51
4520,23	37	—2,64	1,09	7,11	1,26	7,36
4522,63	38	—2,25	1,23	7,10	1,39	7,54

Таблица 2 *(окончание)*

Элемент, λ, Å	n	lg gf	α Lyr		γ Gem	
			$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	lg ε	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	lg ε
1	2	3	4	5	6	7
4541,52	38	—2,90	0,94	7,14	1,21	7,50
4555,89	37	—2,43	1,17	7,11	1,31	7,37
4576,33	38	—3,00	0,86	7,11	1,17	7,50
4582,84	37	—3,17	0,59	6,92	0,90	7,15
4583,83	38	—1,95	1,40	7,33	1,46	7,52
4620,51	38	—3,29	0,64	7,10	1,20	7,88
4629,34	37	—2,45	1,18	7,16	1,25	7,17
4635,33	186	—1,52	0,59	7,05	1,03	7,60
4923,92	42	—1,55	1,38	7,00	1,56	7,60
5018,43	42	—1,18	1,40	6,69	1,55	7,41
5169,03	42	—1,62			1,46	7,88
5197,57	49	—2,49	1,00	7,17	1,29	7,83
5234,62	49	—2,41	1,04	7,18	1,30	7,79
5275,99	49	—2,20	1,09	7,08	1,36	7,87
5284,09	41	—3,07	0,83	7,28	1,14	7,70
5325,56	49	—3,52			0,90	7,85
5362,86	48	—2,80	0,79	7,14	1,26	8,05
5534,86	55	—2,94	0,60	7,07		
Co I						
3995,31	31	—0,16			0,40	5,31
Ni I						
3858,30	32	—0,97	0,56	5,88	1,14	6,58
4401,55	86	0,06			0,52	6,37
Ni II						
3849,58	11	—1,86			1,12	6,26
4015,50	12	—2,46			0,70	6,19
4067,05	11	—1,86	0,65	5,72	1,16	6,36
4241,80	9	—3,17			0,41	6,60
4362,10	9	—2,71			0,42	6,16
Y II						
3950,35	6	—0,49	0,40	2,26	0,83	2,59
4177,54	14	—0,16			1,06	2,81
4309,62	5	—0,75			0,48	2,44
4374,94	13	0,16	0,54	2,01		
4422,59	5	—1,27			0,55	3,00
Zr II						
3915,94	17	—0,89			0,53	3,08
4029,68	41	—0,66			0,57	3,02
4149,22	41	—0,03	0,56	2,69	0,70	2,64
4494,41	130	—0,01			0,60	3,51
4496,96	40	—0,81			0,47	3,08
Ba II						
4554,03	1	—0,05	0,46	1,17	1,10	2,79
4934,09	1	—0,10			1,08	2,86
La II						
3988,51	40	0,19			0,62	2,39
4031,68	40	—0,08			0,55	2,52
4042,91	66	0,42			0,55	2,40
Ce II						
3942,75	57	0,73			0,75	2,89
Nd II						
3941,51	27	—0,14			0,68	3,02
Eu II						
3819,67	1	—0,49			0,59	1,56
4205,05	1	—0,12			0,54	1,89
Gd II						
4184,25	15	—0,34			0,52	2,12
4251,73	15	—0,07			0,37	2,13

Для γ Gem согласие с измерениями других авторов менее удовлетворительное. Данные [4] и [5] в случае γ Gem хорошо согласуются с нашими в области эквивалентных ширин с $W_\lambda > 80$ мÅ и больше наших измерения для $W_\lambda < 80$ мÅ. Измерения [6] систематически меньше наших на 10—15 мÅ, а измерения, опубликованные в [7], напротив, в среднем на 10 мÅ больше. Отметим также измерения [8], согласующиеся с нашими, но имеющие относительно них большой разброс.

Для дальнейшего анализа отбирались только неблендированные линии с хорошо известными силами осцилляторов. Список этих линий, их атомные данные и найденные содержания lg ε (см. ниже) приведены в табл. 2.

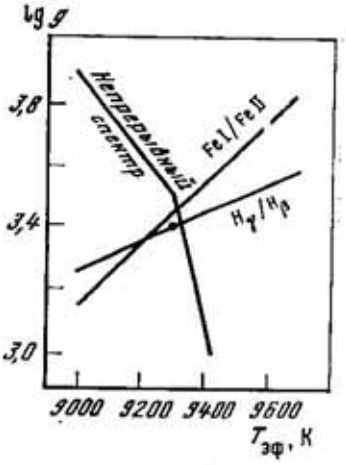


Рис. 3. Диаграмма для определения $T_{эф}$ и lg g

Кружок соответствует принятой для λ Gem модели

Выбор модели атмосферы

Наши вычисления, как и прежде (см., например, [9]), основывались на моделях атмосфер Куруца [1]. Все расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории. Обсуждение и сопоставление моделей атмосферы α Lyr приводится, например, в [1, 10]. Следуя [10], мы в дальнейшем проводили расчеты с моделью с температурой 9650 К и логарифмом ускорения силы тяжести 3,90. Как будет показано ниже, такая модель удовлетворяет критерию выполнения ионизационного равновесия.

При определении $T_{эф}$ и lg g для модели атмосферы γ Gem (рис. 3) применялись три критерия. Одним из них является сравнение наблюдаемого и теоретического отношений потоков излучения в двух участках непрерывного спектра на длинах волн λ4625 и 3625 Å. Наблюдательные данные о распределении энергии в спектре γ Gem были взяты из каталога [11], теоретические потоки приведены в [1].

Во-вторых, проводилось сравнение наблюдаемых и теоретических профилей бальмеровских линий. Наиболее надежно из наших наблюдений были определены контуры линий H_γ и H_β. Полученный нами контур H_γ показал хорошее согласие с приведенными в [5, 8]. Результаты, полученные независимо по линиям H_γ и H_β, очень близки, и на рис. 3 представлена средняя кривая по этим линиям.

В качестве третьего критерия рассматривалось ионизационное равновесие для железа.

Окончательно на основании рис. 3 были приняты следующие параметры атмосферы γ Gem: $T_{эф} = 9300 \pm 100$ К; lg $g = 3.40 \pm 0,15$.

Микротурбулентность

Анализ микротурбулентности в атмосферах исследуемых звезд основывался на рассмотрении линий Fe I с различными значениями эквивалентных ширин W_λ. Отсутствие сильных линий значительно понижает точность определения микротурбулентной скорости ξ_t.

В спектре α Lyr мы использовали 40 линий Fe I с эквивалентными ширинами W_λ, не превышающими 100 мÅ. Для подавляющего большинства этих линий имеются высокоточные оксфордские силы осцилляторов. По всем линиям были вычислены значения lg ε (Fe) при различных величинах ξ_t. Мы получили, что при $\xi_t = 2$ км/с отсутствует систематический ход значений lg ε (Fe) от W_λ (рис. 4).

В спектре γ Gem мы измерили гораздо большее количество линий нейтрального железа (123 линии). Они были разбиты на пять групп, и на рис. 5 представлены средние для групп величины lg ε (Fe) в зависимости от W_λ для

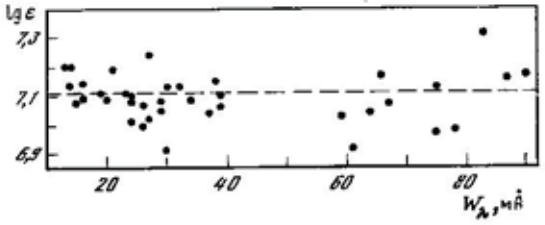


Рис. 4. Зависимость содержания железа в атмосфере α Lyr от эквивалентной ширины для линий Fe I, определенного при значении $\xi_t = 2$ км/с

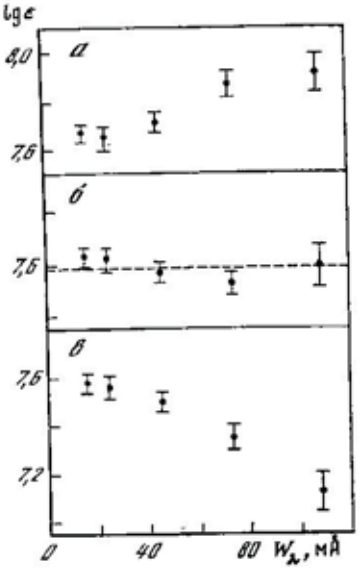


Рис. 5. Среднее содержание железа в атмосфере γ Gem и средняя ошибка для групп линий Fe I в зависимости от эквивалентной ширины для трех значений микротурбулентной скорости: $\xi_t = 1{,}0$ (*а*), 2,0 (*б*) и 3,0 км/с (*в*)

трех значений ξ_t. Как следует из этого рисунка, наиболее вероятным является значение микротурбулентной скорости, близкое к 2 км/с.

Таким образом, было получено, что для обеих исследуемых звезд микротурбулентная скорость может быть принята равной 2 км/с с ошибкой ±0,5 км/с. Отметим, что наши результаты получены в предположении о постоянстве микротурбулентности в атмосферах α Lyr и γ Gem.

Полученный результат находится в соответствии с последними определениями других авторов (например, [4]). Лишь Смитом [3] получена $\xi_t = 3{,}0$ км/с для α Lyr, которая, на наш взгляд, завышена.

Химический состав

Для α Lyr на основе модели атмосферы с температурой 9650 К и логарифмом ускорения силы тяжести 3,9 при значении микротурбулентности 2,0 км/с мы определили содержания 14 элементов. Результаты этого определения приведены в табл. 3, в которой также содержатся сведения о химическом составе атмосфер γ Gem (см. ниже) и Солнца.

Сравнение химического состава α Lyr с солнечным представлено на рис. 6. Наши измерения дополнены результатами для C, N и O из [12], поскольку мы считаем наш результат определения содержания углерода неуверенным. Надежно определяется дефицит кремния, кальция и скандия. Значения для

Таблица 3

Элемент	α Lyr		γ Gem		Солнце lg ε	Элемент	α Lyr		γ Gem		Солнце lg ε
	lg ε	Число линий	lg ε	Число линий			lg ε	Число линий	lg ε	Число линий	
C I	8,35:	1	8,49	4	8,70	Co I			5,31	1	4,60
Mg I	7,48	6	7,74	7	7,60	Ni I	5,88:	1	6,48	2	6,08
Mg II			7,41	5	7,60	Ni II	5,72	1	6,31	5	6,21
Si II	6,93	7	7,41	8	7,55	Y II	2,14	2	2,71	4	2,24
Ca I	6,04	3	6,26	5	6,36	Zr II	2,69	1	3,07	5	2,56
Sc II	2,76	7	2,85	7	3,05	Ba II	1,77 *	1	2,83 *	2	2,40
Ti II	4,75	43	5,16	59	4,85	La II			2,44	3	1,13
V II	3,90	2	4,18	10	4,00	Ce II			2,89:	1	1,55
Cr II	5,41	14	5,80	27	5,50	Nd II			3,02:	1	1,23
Mn I	5,52 *	2	5,60	3	5,55	Eu II			1,73:	2	0,70
Fe I	7,11	40	7,55	123	7,55	Gd II			2,13:	2	1,10
Fe II	7,15	37	7,57	45	7,56						

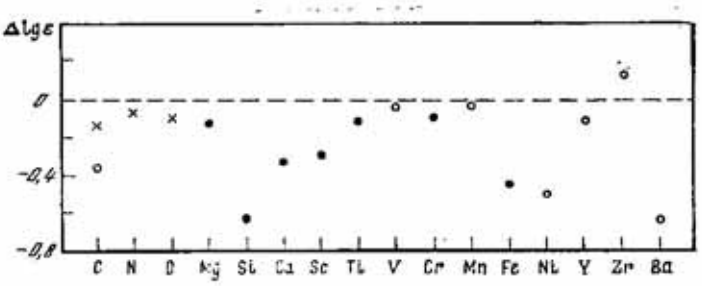


Рис. 6. Сравнение содержания элементов в атмосферах α Lyr и Солнца

Светлые кружки соответствуют менее надежным данным, а крестики — результатам из [12] (см. текст)

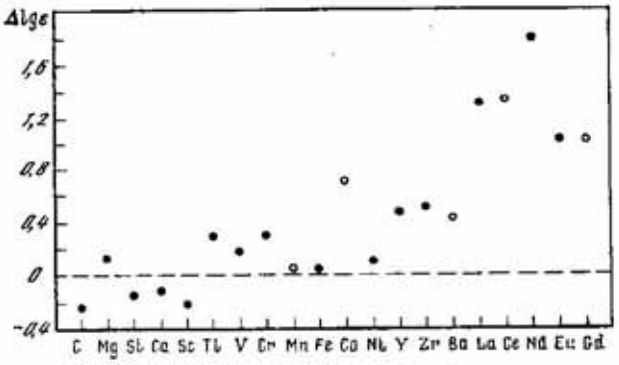


Рис. 7. Сравнение содержаний элементов в атмосферах γ Gem и Солнца

Светлые кружки соответствуют менее надежным данным

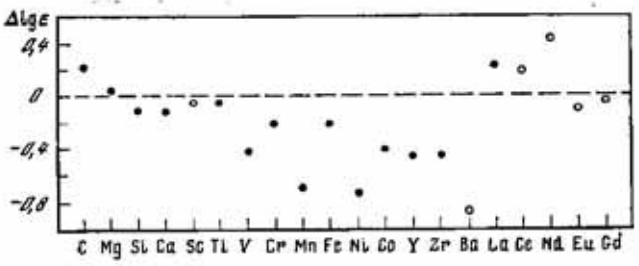


Рис. 8. Сравнение содержаний элементов в атмосферах γ Gem и металлической звезды 68 Tau [13]

Светлые кружки соответствуют менее надежным данным

титана и хрома на 0,10 dex меньше солнечных. Данные для ванадия и марганца менее уверенные, содержание марганца оценено по двум резонансным линиям. Особого внимания заслуживает факт пониженного на 0,4 dex по отношению к солнечному содержания железа. Из результатов, полученных по одной линии Ni I и одной линии Ni II, более надежным мы считаем последний. Определение остальных элементов имеет невысокую точность, так как оно проводилось или по одной линии, или по резонансным линиям. В табл. 3 такие элементы отмечены двоеточием или звездочкой соответственно.

К сожалению, мы не смогли сделать никаких заключений о содержании редкоземельных элементов в атмосфере α Lyr. Нам не удалось зарегистрировать уверенно ни одну из самых сильных линий Eu, Ce или La. Наши оценки показали, что если содержания элементов группы лантана соответствуют солнечным значениям, то даже для этих самых сильных линий W_λ не будут превосходить величину 1—2 мÅ, что много ниже предела обнаружения.

Как следует из табл. 3, содержания магния, кремния и железа у α Lyr понижены на 0,12, 0,62 и 0,4 dex соответственно по отношению к солнечному. Помимо моделей с солнечным содержанием металлов ($\lg A = 0{,}0$), Куруц [1] рассчитал модели со значением $\lg A = -1{,}0$. С помощью этих моделей мы попытались оценить влияние этого эффекта на величину окончательного химического состава и пришли к выводу, что в таком случае содержания элементов должны уменьшиться на величину порядка (0,10—0,15) dex. Отметим, что менее всего изменились содержания элементов, определенных по линиям их ионов (в среднем на (0,03—0,04) dex). В связи с тем, что такой результат получен при значении $\lg A = -1{,}0$, а реальное уменьшение содержаний

Таблица 4

Параметр	α Lyr		γ Gem	
	Данная статья	[16]	Данная статья	[16]
T, K	9650	9660±140	9300±100	9260±310
$\lg g$	3,9		3,4±0,15	
$M/M_\odot$	2,35±0,30		3,5±0,3	
$\lg(R/R_\odot)$	0,46±0,11	0,441±0,023	0,79±0,15	0,60±0,07
$R/R_\odot$	2,9		6,2	
$\lg(L/L_\odot)$	1,82±0,26	1,777±0,045	2,41±0,32	2,01±0,14
$L/L_\odot$	66		260	
$\lg t$	8,67±0,15		8,30±0,07	
t, 10^6 лет	470		200	

металлов у α Lyr меньше, то мы сочли возможным пренебречь влиянием данного эффекта на выбор модели атмосферы.

Для γ Gem на основе модели атмосферы, соответствующей параметрам $T_{эф} = 9350$ K и $\lg g = 3{,}4$, мы нашли содержания 20 элементов. Расчеты были выполнены при значении $\xi_t = 2$ км/с. Полученные результаты приведены в четвертом столбце табл. 3, в пятом указано число линий. Сравнение найденного химического состава с солнечным представлено на рис. 7, из которого следует, что γ Gem имеет аномальный химический состав, сходный с наблюдаемым у металлических звезд. Содержания углерода, кремния, кальция и скандия несколько меньше солнечных значений. Элементы группы железа находятся в незначительном избытке. Значительный избыток наблюдается у более тяжелых элементов. Как и в случае других Am-звезд, у γ Gem наблюдается тенденция увеличения аномалии с ростом атомного веса. Этот факт хорошо заметен на рис. 8, на котором химический состав γ Gem сопоставлен с найденным для типичной Am-звезды 68 Tau [13]. На основании этого рисунка можно заключить, что тенденция более умеренного нарастания аномалии у γ Gem затрагивает лишь область элементов от ванадия до бария, но в то же время содержания редкоземельных элементов у этих звезд близки.

Сравнение с эволюционными расчетами

Как и ранее [9, 15], применив результаты эволюционных расчетов [14], мы нашли массы M, радиусы R, светимости L и возрасты t исследуемых звезд. Отметим, что данные [14] были проинтерполированы для значений $Y = 0{,}265$ для гелия и $Z = 0{,}025$ для тяжелых элементов, соответствующих первоначальному химическому составу Солнца [15]. Такое предположение о принятых значениях Y и Z, по-видимому, оправдано для α Lyr, для которой значение содержания гелия близко к солнечному [3], а содержания тяжелых элементов (преимущественно C, N и O) отличаются от солнечных не более чем на 0,1 dex [12].

Результаты эволюционных определений представлены в табл. 4. В этой таблице также содержатся данные, полученные по измерениям параллаксов, угловых диаметров и абсолютных распределений энергий [16]. Хотелось бы отметить хорошее согласие найденных нами величин и данных из [16] для Веги, согласие для γ Gem несколько хуже. Однако даже в случае γ Gem можно говорить о совпадении величин в пределах их ошибок.

Из сравнения с эволюционными треками следует, что Вега уже прошла стадию термоядерного горения водорода в ядре. Другая звезда, γ Gem, находится в начале своего пути в область красных гигантов. Это самая массивная и вместе с тем самая молодая звезда из изученных нами ранее [9]. Ее эволюционный статус и умеренная металличность могут привести нас к сле-

дующей альтернативе — либо у массивных ранних Am-звезд эффекты металличности всегда проявляются более умеренно, либо характерное время существования этих аномалий много короче, чем у менее массивных звезд.

Основные результаты

1. На основе высокодисперсионных наблюдений (табл. 1) и моделей атмосфер Куруца [1] проведен анализ звезд α Lyr и γ Gem. Для α Lyr, следуя [10], мы применили модель атмосферы с параметрами $T_{эф} = 9650$ К, $\lg g = 3{,}9$; для γ Gem найдены следующие значения: $T_{эф} = 9300 \pm 100$ К, $\lg g = 3{,}40 \pm 0{,}15$. Для обеих исследуемых звезд микротурбулентность была принята равной 2,0 км/с с ошибкой порядка 0,5 км/с.

2. Обсуждаются результаты применения моделей Куруца с пониженным содержанием металлов.

3. Определены содержания 14 элементов для α Lyr и 20 элементов для γ Gem. Аномалии химического состава для изучаемых звезд имеют различный характер.

У α Lyr (см. рис. 6) содержания кремния, кальция, скандия и железа понижены по отношению к солнечным значениям. Возможен недостаток никеля и бария. Обнаружить линий редкоземельных элементов в спектре α Lyr мы не смогли.

γ Gem имеет химический состав, сходный с наблюдаемыми у металлических звезд, однако величина избытка элементов растет с увеличением атомного веса умереннее, чем у типичной металлической звезды 68 Tau (см. рис. 7, 8).

4. Применив результаты эволюционных расчетов [14], мы нашли массы, радиусы, светимости и возрасты α Lyr и γ Gem (см. табл. 4). В пределах ошибок они согласуются с данными, полученными по измерениям параллаксов, угловых диаметров и абсолютных распределений энергии [16], однако в случае γ Gem наши значения систематически выше приведенных в [16].

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B and O stars.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, vol. 40, p. 1—130.
2. *Hunger K.* Die Atmosphäre des A0-Sternes Alpha Lyrae.— Ztschr. Astrophys., 1955, Bd. 36, S. 42—97.
3. *Smith M. A.* Metallicism in border regions of the Am domain. III. Analysis of the hot stars Alpha Geminorum A and B and Theta Leonis.— Astrophys. J., 1974, vol. 181, p. 101—111.
4. *Sadakane K., Nishimura M.* Differential abundance analysis of Gamma Geminorum (A0 IV) relative to the standard star Alpha Lyrae (A0 V).— Publ. Astron. Soc. Japan, 1979, vol. 31, p. 481—493.
5. *Wright K. O., Lee E. K., Jacobson T. V., Greenstein J. L.* Line intensities in the spectra of representative stars of spectral types B to G.— Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1964, vol. 12, N 7, p. 173—291.
6. *Conti P. S., Strom S. E.* The early A stars. III. Model atmosphere abundance analysis of four field stars.— Astrophys. J., 1968, vol. 154, p. 975—982.
7. *Buscombe W.* Spectrophotometry of early A-type stars.— Astrophys. J., 1951, vol. 114, p. 73—97.
8. *Aller L. H.* Curves of growth for the A dwarfs, γ Geminorum and Sirius.— Astrophys. J., 1942, vol. 96, p. 321—343.
9. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Am звезд.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 505—512.
10. *Dreiling L. A., Bell R. A.* The chemical composition, gravity and temperature of Vega.— Astrophys. J., 1980, vol. 241, p. 736—758.
11. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
12. *Lambert D. L., Roby S. W., Bell R. A.* Carbon, nitrogen, and oxygen abundances in Sirius and Vega.— Astrophys. J., 1982, vol. 254, p. 663—669.
13. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Исследование Am-звезды 68 Tau методом моделей атмосфер.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 3—12.
14. *Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P. G.* Stellar evolution from the zero-age main-sequence.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, vol. 40, p. 733—791.
15. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
16. *Code A. D., Davis J., Bless R. C., Hunbury Brown R.* Emperical effective temperatures and bolometric corrections for early-type stars.— Astrophys. J., 1976, vol. 203, p. 417—434.

УДК 524.33+524.352

ПУЛЬСАЦИИ СВЕРХГИГАНТА γ Cyg С ВОСЬМИДНЕВНЫМ ПЕРИОДОМ ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

С. И. Плачинда, Е. Л. Ченцов *

По ядру линий H_α и Ca I λ6499,644 Å зарегистрированы колебания лучевой скорости у γ Cyg, которые соответствуют восьмидневному периоду изменения магнитного поля. Амплитуда изменения лучевой скорости по ядру линии H_α ~ 1,5 км/с, а по линии Ca I ~ ~ 0,5 км/с. Газ, где формируется ядро H_α, падает на звезду. Сделан вывод, что причиной колебаний лучевой скорости могут быть пульсации.

SUPERGIANT γ Cyg PULSATIONS WITH 8-d PERIOD OF MAGNETIC FIELD VARIATIONS, by *S. I. Plachinda* and *E. L. Chentsov*.— Periodical variations of the radial velocity with 8-d magnetic field variations for γ Cyg were registered in the core of H_α and Ca I λ6499.644 Å lines. The amplitude of the radial velocity curve variations according to H_α is about 1.5 km/s and in Ca I-line constitutes nearly 0.5 km/s. The gas responsible for H_α core formation is accreted onto the star. We conclude, that the radial velocity variations are caused by pulsations.

Магнитное поле сверхгиганта γ Cyg Sp F8 Ib исследовалось в [1—5]. В [1] и [2] было зарегистрировано, что продольный компонент магнитного поля γ Cyg меняет свой знак за несколько суток, в то время как вычисляемый период вращения звезды при радиусе $R \approx 140\ R_\odot$ [6] и $v_{\sin i} = 4$ км/с [7] составляет не менее сотен суток. В [4, 5] определен период изменения магнитного поля γ Cyg (амплитуда колебания $H_\parallel \sim 40$ Гс) и эфемерида положительного кроссовер-эффекта

$$\mathrm{JD}_{\text{р.сч.}} = 2444812{,}582 + 8{,}2594\ E. \qquad (1)$$

С целью независимого подтверждения обнаруженной периодичности были проведены спектроскопические наблюдения объекта на телескопах БТА (САО, ст. Зеленчукская) и ЗТШ (КАО, Крым) в июле и августе 1982 г. По полученным высокодисперсионным спектрограммам (1,7 Å/мм БТА и 6 Å/мм ЗТШ) измерялись лучевые скорости. Для измерений была выбрана спектральная область λ5800—6570 Å, где присутствует молекулярный спектр воды земной атмосферы, который служил в качестве реперного. Лучевые скорости γ Cyg были измерены по 11 линиям. Измерения проводились в САО на приборе, описанном в [8]. Суть процедуры измерений на данном приборе состоит в совмещении на экране осциллографа контура с его зеркальным отображением. В таком случае полное совмещение всего контура происходит только при его абсолютной симметрии. При измерении спектрограмм γ Cyg в силу несимметричности контуров критерием совмещения прямого изображения с зеркальным было принято совпадение в ядре линии и в прилегающих к ядру областях контура. Масштаб изображения на экране осциллографа для спектров с данной дисперсией оставался практически постоянным. В случае H_α измерялась лучевая скорость ядра линии.

Длины волн молекулярных линий воды и линий звезды были взяты из таблиц длин волн солнечного спектра [9]. Так как γ Cyg — сверхгигант, а Солнце — карлик, то длины волн линий γ Cyg были исправлены за гравитационное смещение на величину, вычисляемую по формуле [10]

$$z_g = \Delta\lambda/\lambda = 1{,}47 \cdot 10^5\ M/M_\odot R,$$

где z_g — гравитационное красное смещение, $M_\odot$ — масса Солнца, M — масса звезды, R — радиус звезды. Для используемой нами области длин волн

* Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР.

$\Delta\lambda$ (Солнце) — $\Delta\lambda$ (γ Cyg) $\approx$ 0,012 Å, что соответствует $\Delta v \approx$ 0,580 км/с. Учтя эти поправки в таблице (см. ниже), можно вернуться в систему длин волн солнечного спектра [9].

Обработка измерений спектрограмм проводилась следующим образом. По формуле линейной интерполяции

$$\lambda_i = \lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1)(x_i - x_1)/(x_2 - x_1) \quad (i = 1, 2, \ldots, N) \qquad (2)$$

находились длины волн линий воды и линий звезды. В формуле (2) λ_1 и λ_2 — каталожные значения длин волн двух линий воды, выбранных в качестве исходных, x_2 и x_1 — соответствующие этим линиям отсчеты измерительного прибора, x_i — отсчеты для искомой линии. Далее, для реперных линий воды массивы $\Delta\lambda_i = (\lambda_{кат})_i - \lambda_i$ (где λ_i — вычисленная длина волны по (2), а $(\lambda_{кат})_i$ — каталожная длина волны) аппроксимировались по методу наименьших квадратов полиномом второго порядка для спектров, полученных на БТА, и полиномом третьего порядка для спектров, полученных на ЗТШ (рис. 1). На рисунке по оси абсцисс — длина волны, по оси ординат $\Delta\lambda_i$. По кривым аппроксимации определялись поправки, которые вводились в вычисленные по (2) λ_i линий звезды, и определялась лучевая скорость v_{ri}. Результаты измерений, исправленные за движение вокруг Солнца и собственное вращение Земли, приведены в таблице, где в первом столбце указаны юлианские даты наблюдений и отмечено (БТА и ЗТШ), на каком телескопе проводились наблюдения. Во втором столбце — фазы положительного кроссовер-эффекта согласно формуле (1). В последующих столбцах приведены лучевые скорости, определенные по соответствующим линиям. Линия Fe I λ5914,169 является блендой двух линий Fe I 1180 и 1181 мультиплетов разной интенсивности, поэтому результирующую длину волны бленды необходимо определить как средневзвешенную. Так как расстояние между компонентами согласно [9] $\Delta\lambda$ = 0,0765 Å, то у γ Cyg отсутствуют измерения эквивалентных ширин этих компонентов в отдельности. Поэтому были взяты в качестве весов не эквивалентные ширины, а силы осцилляторов, принимая во внимание их небольшое различие: lg gf = —0,86 и —0,68 [11]. Кроме того, желая убедиться, что, выбрав таким образом веса, мы не вышли за рамки ошибок наших измерений, при определении средневзвешенной длины волны мы проделали следующую оценку. В [12] приведена таблица значений эквивалентных ширин неблендированных линий в спектре γ Cyg и lg ($gf\lambda$). Из этой таблицы мы взяли эквивалентные ширины для ряда линий Fe I, у которых силы осцилляторов и энергии нижних уровней близки к соответствующим величинам наших линий. Эти эквивалентные ширины мы испробовали в качестве весов и убедились, что различие значений средневзвешенных длин волн между обоими случаями составляет $\Delta\lambda \approx$ 0,0025 Å, или $\Delta v \approx$ 0,1270 км/с, что не выходит за рамки точности наших единичных измерений. Отсутствие в таблице некоторых значений v_{ri} обусловлено локальными дефектами эмульсии фотографических пластинок. В конце таблицы для каждой линии приведено среднеарифметическое значение лучевой скорости и среднеквадратичная ошибка среднего. По этим значениям, исключая отличающийся от всех остальных результат по ядру H_α, определено среднее значение лучевой скорости γ Cyg: $\langle v_r \rangle$ = —5,37 $\pm$ 0,20 км/с. По приведенным в [13] измерениям восьми авторов $\langle v_r \rangle$ равно —5,50 $\pm$ 0,28 км/с. Измерения трех авторов из [13] (—0,9; —9,6; —9,3 км/с) исключены из рассмотрения, как резко отличающиеся от остальных.

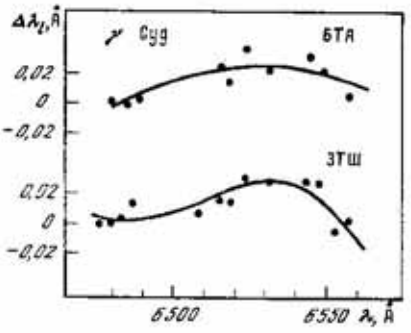


Рис. 1

Полученные значения v_{ri} для каждой линии в отдельности были сверстаны с восьмидневным периодом по формуле (1) и аппроксимировались поли-

J.D. (2440000+)	$\varphi_{p.\ cr}$	v_{ri}, км/с										
		Na I 5889.955	Na I 5895.921	Fe I 5914.169	Fe I 5930.178	Fe I 5934.650	Si I 5948.532	Ba II 6496.897	Ca I 6499.644	Fe II 6516.073	Fe I 6546.235	H_α 6562.804
						БТА						
5158, 5069	0,88	−5,74	−5,47	−5,67	−5,02	−5,06	−5,43	−5,97	−5,55	−4,91	−6,12	−2,23
5158, 5375	0,89	−6,14	−5,82	−5,26	−4,67	−4,86	−6,08	−5,61	−5,60	−4,73	−6,63	−1,70
5159, 4840	0,00	−6,74	−5,55	−5,76	−5,01	−5,05	−5,67	−5,79	−5,88	−5,10	−6,68	−3,81
5159, 5278	0,01	−7,05	−5,87	−6,02	−5,32	−5,56	−5,73	−5,67	−5,57	−5,02	−6,74	−4,18
5162, 4910	0,36	−6,27	−5,64	−6,00	−5,40	−5,80	—	−5,76	−5,70	−4,84	−6,83	−5,51
5162, 5250	0,37	−6,12	−5,03	−6,26	−5,45	−5,70	−5,56	−6,13	−5,38	−4,88	−5,61	−5,64
5163, 5347	0,50	−6,47	−5,69	−6,25	−5,35	−5,24	−5,46	−5,73	−5,50	−4,86	−6,58	−4,17
						ЗГШ						
5178, 2931	0,28	−5,26	−5,30	−4,78	−4,37	−3,66	−3,89	−5,12	−6,08	−4,72	−6,59	−4,78
5189, 3194	0,52	—	−5,28	−5,91	−2,94	−3,24	−4,58	—	—	—	—	—
5190, 2938	0,73	−6,49	−5,97	−4,72	−5,06	−4,39	−5,08	−4,68	−4,68	−5,63	−7,15	−2,73
5196, 2778	0,46	−6,21	−5,14	−4,87	−3,84	−4,64	−3,87	−6,14	−5,54	−4,92	−5,21	−2,50
5196, 3222	0,46	−6,81	−5,74	−5,11	−4,94	−4,03	−4,21	−5,33	−5,21	−4,78	−6,67	−2,59
5197, 2639	0,58	−6,49	−6,07	−4,68	−5,02	−5,01	−4,29	−5,63	−5,44	−5,51	−5,30	−3,36
5197, 3090	0,58	−7,84	−6,91	−5,07	−3,99	−2,97	−3,21	−5,33	−5,10	−5,04	−4,92	−3,30
5198, 3125	0,70	−6,14	−5,48	−3,99	−5,03	−4,58	−5,27	−4,63	−4,79	−5,12	−4,82	−3,00
5198, 3521	0,70	−7,82	−6,64	−4,90	−3,21	−3,77	−3,76	−5,33	−5,23	−5,08	−5,33	−2,32
						$\langle V_r \rangle_k$						
		−6,51 ±0,18	−5,72 ±0,13	−5,33 ±0,17	−4,66 ±0,19	−4,60 ±0,21	−4,81 ±0,23	−5,52 ±0,12	−5,42 ±0,10	−5,01 ±0,07	−6,08 ±0,20	−3,46 ±0,31

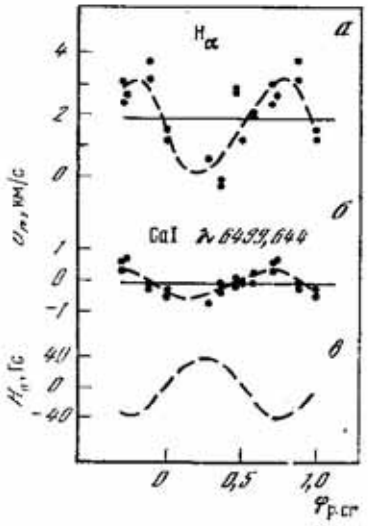


Рис. 2

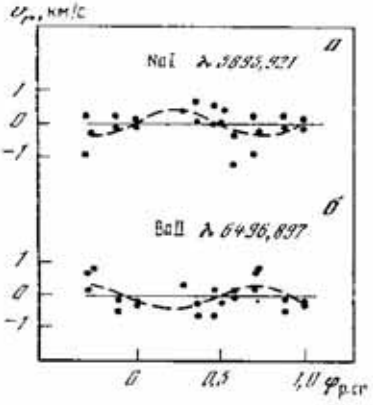


Рис. 3

номом третьей степени по методу наименьших квадратов. В двух случаях (H_α и Ca I λ6499,644) аппроксимация полиномом третьей степени по отношению к аппроксимации прямой удовлетворяет соответственно 95%-ному и и 93%-ному доверительным интервалам по критерию Фишера. В остальных случаях аппроксимация полиномом третьей степени соответствует доверительным интервалам по критерию Фишера <80%, что говорит об отсутствии статистической значимости.

Кривые изменения лучевых скоростей γ Cyg с восьмидневным периодом, определенные по ядру H_α и по линии Ca I λ6499,644, представлены на рис. 2, *а* и *б*. Пример кривых лучевых скоростей, имеющих низкую статистическую значимость, показан на рис. 3, *а* и *б*. Везде по оси абсцисс отложены фазы положительного кроссовер-эффекта согласно формуле (1). Кружками показаны измерения лучевых скоростей за вычетом средней лучевой скорости γ Cyg —5,37 км/с. Штриховой кривой показана аппроксимация полиномом третьей степени по методу наименьших квадратов, сплошная прямая — среднее значение, относительно которого оценивался доверительный интервал аппроксимации.

Амплитуда изменения лучевой скорости по ядру H_α (~1,5 км/с) превышает в ~3 раза амплитуды кривых аппроксимации скоростей остальных линий (см. рис. 2 и 3). Точность измерений лучевой скорости по линии Ca I λ6499,644 оказалась самой высокой. Только для этих двух линий можно говорить об изменении лучевых скоростей с восьмидневным периодом. В случае остальных девяти линий при малости амплитуды изменения лучевой скорости (<0,7 км/с) и данном количестве наблюдений точность измерений оказалась недостаточной для уверенного определения кривых лучевых скоростей.

Кривые изменения лучевых скоростей по ядру H_α и линии Ca I, кроме статистической значимости на уровне 95%-ного и 93%-ного доверительных интервалов, получены сверстыванием результатов измерений с наперед заданным периодом изменения напряженности магнитного поля. Это позволяет сделать вывод о наличии периодических восьмидневных изменений лучевых скоростей у γ Cyg.

Лучевые скорости, определенные по ядру H_α (см. рис. 2, *а*), в целом смещены в сторону положительных значений от среднего $\langle v_r \rangle$ γ Cyg, т. е. газ, где формируется ядро H_α, падает на звезду.

На рис. 2, *в* штриховой кривой показано изменение напряженности продольного компонента магнитного поля γ Cyg с восьмидневным периодом (по оси ординат отложены значения напряженности). Кривые лучевых скорос-

тей на рис. 2, *а* и *б* антикоррелируют с кривой изменения магнитного поля. Фазы максимального значения лучевой скорости соответствуют фазам отрицательной напряженности, а фазы минимального значения — фазам положительной напряженности.

Следствием какой причины могут быть наблюдаемые периодические изменения лучевой скорости у γ Cyg?

Рассмотрим этот вопрос, принимая во внимание три известных нам случая: а) орбитальное движение объекта; б) пятнистость; в) пульсации. В случае двойственности для зарегистрированного периода при массе $M \approx 11\ M_{\odot}$ [6] у γ Cyg большая полуось орбиты по третьему закону Кеплера равна $\sim 40 R_{\odot}$, т. е. второй компаньон будет двигаться глубоко в недрах звезды, имеющей радиус $\sim 140 R_{\odot}$, что вынуждает отвергнуть эту гипотезу. Так как период вращения γ Cyg вокруг собственной оси составляет не менее нескольких сотен суток, мы не можем остановиться на гипотезе пятнистости. В нашем распоряжении осталась только одна гипотеза из названных, и мы сделали предварительный вывод о том, что причиной периодического изменения лучевых скоростей у γ Cyg являются пульсации. Малая амплитуда изменения лучевых скоростей: $\sim 1{,}5$ км/с для ядра H_{α} и $< 0{,}7$ км/с по остальным измеренным линиям — характерная черта этих пульсаций.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Б. Северному за поддержку и обсуждения данной работы; авторы искренне признательны за обсуждения и замечания А. А. Боярчуку, В. П. Гринину, Е. С. Дмитриенко, Л. С. Любимкову, И. С. Саванову, В. В. Соколову, С. Н. Фабрике.

Декабрь 1983 г.

Литература

1. *Severny A. B.* The weak magnetic fields of some bright stars.— Astrophys. J. Lett., 1970, vol. 159, p. L73.
2. *Северный А. Б., Кувшинов В. М., Никулин Н. С.* Фотометрические исследования слабых магнитных полей звезд.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 3.
3. *Borra E. F., Landstreet J. D.* A search for weak stellar magnetic fields.— Astrophys. J. Lett., 1973, vol. 185, p. L139.
4. *Plachinda S. I., Severny A. B., Dmitrienko E. S.* γ Cyg — magnetic periodic star? — Comm. Konkoly obs., 1982, N 83, p. 193.
5. *Плачинда С. И., Дмитриенко Е. С., Северный А. Б.* γ Cyg — периодическая магнитопеременная звезда? — Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69.
6. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* Атмосфера Канопуса. II. Химический состав. Определение массы, радиуса, светимости и возраста.— Астрофизика, 1982, т. 18, с. 596.
7. *Боярчук А. А., Копылов И. М.* Сводный каталог скоростей вращения 2558 звезд.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1964, т. 31, с. 44.
8. *Антропов Ю. Ф.* Прибор для измерения расстояний между спектральными линиями.— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1972, вып. 4, с. 75.
9. *Pierce A. K., Breckinridge J. B.* The Kitt Peak table of photographic solar spectrum wavelengths.— Kitt Peak Contrib., 1973, N 559.
10. *Ленг А.* Астрофизические формулы. Ч. 2/Пер. с англ. под ред. Д. К. Надежина, Л. М. Озерного. М.: Мир, 1978, 310 с.
11. *Kurucz R. L., Peytremann E.* A table of semiempirical *gf* values. Part 3.— Smits. Astrophys. obs., Spec. Rep., 1975, N 362.
12. *Боярчук А. А., Боярчук М. Е.* Спектроскопическое исследование трех сверхгигантов класса F8.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 63, с. 66.
13. *Abt H. A., Biggs E. S.* Bibliography of stellar radial velocities. N. Y., 1972. 502 p.

УДК 523.165

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ И ПРИРОДА ГАММА-ИСТОЧНИКОВ

Б. М. Владимирский

Пульсары, вероятно связанные с гамма-источниками (типа II согласно проведенной ранее классификации), концентрируются в спиральных ветвях Галактики. В связи с этим проведена оценка расстояний до объектов второго каталога COS B в предположении, что они также находятся в спиральных рукавах. Найдено, что среднее расстояние до 18 источников этого каталога заключено в пределах 2,9—3,3 кпс. Среднее расстояние до галактической плоскости соответственно внутри и вне галактической орбиты Солнца составляет 50—70 и 150 пс. Средняя гамма-светимость для энергий $\geqslant$100 МэВ заключена между $5\cdot10^{34}$ и $9\cdot10^{34}$ эрг/с. Интегральная функция светимости может быть представлена как $N(>L_\gamma)\propto L_\gamma^{-0.2\pm0.1}$. Такая функция светимости может быть получена для II-пульсаров, если основным механизмом генерации гамма-излучения является изгибное излучение (curvature radiation). Перечисленные данные указывают на то, что большая часть известных сейчас гамма-источников являются пульсарами типа II, не наблюдаемыми в радиодиапазоне.

SPACE DISTRIBUTION OF PULSARS IN THE GALAXY AND THE NATURE OF THE GAMMA-SOURCES, by *B. M. Vladimirsky*.— Pulsars probably connected with γ-sources (type II according to classification presented in the early paper) are concentrated in spiral arms of the Galaxy. This fact was used to estimate the distance to the objects in 2 COS-B — catalogue. It was found that the mean distance to 18 objects from this catalogue is about 2.9—3.3 kpc. Mean distance to the Galactic plane is equal to 50—70 pc and 150 pc inside and outside solar circle correspondingly, their averaged gamma-luminosity L_γ ($E>100$ MeV) $(5-9)\cdot10^{34}$ erg·s^{-1}. Gamma-luminosity function may by presented as $N(>L_\gamma)\propto L_\gamma^{0.2\pm0.1}$. Such form of luminosity function may by obtained for II-pulsars type if the principle mechanism of the generation of γ-emission is curvature radiation. All thie data indicate that the majority of the objects in 2 COS-B catalogue are pulsars which wers not revealed in radio observations.

Ранее [1, 2] были рассмотрены характеристики двух групп пульсаров, различающихся величиной эффективности генерации радиоизлучения $\eta = L_R/\dot{E}$ (радиосветимость, отнесенная к полному энерговыделению). Было найдено, что эти группы различаются по многим своим характеристикам. В частности, пульсары с низким значением $\eta < 10^{-6}$ (пульсары типа II), связанные, видимо, с плерионами и гамма-источниками, обладают тем свойством, что их характерный возраст τ близок к их кинематическому возрасту и, вероятно, близок к истинному хронологическому. Пульсары с относительно высоким значением η (O-пульсары) характеризуются наличием значимой корреляции между периодом и напряженностью магнитного поля. Имеются серьезные основания предположить, что эти пульсары прошли в процессе эволюции стадию аккреции в двойных системах [3]. Ряд авторов в последнее время пришел к аналогичному заключению о неоднородности наблюдаемой популяции пульсаров из других соображений. Так, в рамках рассмотрения эволюции пульсаров в [4] было найдено, что «ток» пульсаров в пространстве P, $\dot{P}$, L_R (период, его производная и радиосветимость) не сохраняется: требуется предположение об «инжекции» пульсаров с относительно большими значениями периода. Такое заключение хорошо согласуется с упомянутым выше предположением о возобновлении пульсарами их радиоизлучения после окончания аккреции — естественно предположить, что «инжектироваться» могут именно O-пульсары, получившие после аккреции дополнительный момент. Авторы [5] отмечают существенные изменения свойств пульсаров при переходе от долгопериодических объектов к короткопериодическим ($P < 0{,}3$ с). Такое разделение наблюдаемых пульсаров на два типа по существу совпадает с их делением на две группы по величине η [1, 2].

Два указанных типа пульсаров заметно различаются по среднему расстоянию от галактической плоскости: О-пульсары имеют $|z| \approx 0{,}35$ кпс, в то время как пульсары типа П образуют более плоскую систему $|z| \approx \approx 0{,}25$ кпс, причем для них имеет место корреляция $|z|$ с их характерным возрастом $\tau = {}^1/_2 P/\dot{P}$ [1, 2]. Если это различие реально, то аналогичное различие должно существовать и в степени концентрации О- и П-пульсаров в спиральных рукавах Галактики. Ниже показано, что пульсары вообще концентрируются в спиральных рукавах (в согласии с [6, 7]) и указанное различие в самом деле обнаруживается: пульсары типа П концентрируются сильнее, чем О. Поскольку П-пульсары, подобно пульсару 0531 + 21 в Крабовидной туманности, являются γ-источниками, они также должны располагаться в спиральных рукавах. Это дает возможность оценить расстояние до γ-источников. Цель настоящего сообщения — обсуждение свойств γ-источников каталога COS B в предположении, что они являются П-пульсарами.

1. Распределение П- и О-пульсаров относительно спиральных ветвей Галактики, найденных по областям Н II

Пульсары каталога [8] с известными значениями производной периода были нанесены на карту в проекции на плоскость Галактики совместно с положением спиральных ветвей, прослеживаемых по Н II-областям [9]. По очевидным причинам пульсары на расстояниях $d > 10$ кпс и $< 0{,}5$ кпс не рассматривались. Для каждого из нанесенных пульсаров измерялось расстояние до ближайшего рукава — центроида областей Н II. Измеренное расстояние нормировалось на расстояние между рукавами (относилось к межрукавному расстоянию как единице). Далее строилось частотное распределение числа пульсаров с найденным таким образом расстоянием. Указанное распределение должно, очевидно, быть искажено в связи с тем, что число наблюдаемых пульсаров уменьшается с увеличением расстояния от точки наблюдения в соответствии с распределением объектов по их радиосветимости. Функция светимости пульсаров находится обычно исходя из предположения об однородности наблюдаемой популяции. Как отмечалось выше, такое предположение неверно. Поэтому применение обычной функции радиосветимости должно привести в данном случае к существенным неточностям. В связи с этим были найдены эмпирические функции видимости, т. е. зависимость плотности наблюдаемых пульсаров от расстояния. Зависимости строились отдельно для молодых и старых объектов обоих типов, О и П (уместно напомнить, что для О-пульсаров принятое деление по характерному возрасту τ условно, так как для них величина τ в среднем лишь пропорциональна их хронологическому истинному возрасту, см. [2]). Функции видимости отражают, разумеется, и возможные неоднородности в распределении пульсаров, такие, как галактоцентрический градиент или присутствие спиральных рукавов. Чтобы уменьшить вклад этих эффектов, производилось сглаживание, на первом этапе — усреднением по галактической долготе, далее — путем аппроксимации степенными функциями. Параметры функций находились методом наименьших квадратов. Сами эти функции $f(d)$, предельные расстояния d_{max}, до которых можно наблюдать пульсары той или иной группы, и другие необходимые сведения представлены в табл. 1 (n — число пульсаров, $|\bar{z}|$ — среднее расстояние их от галактической плоскости). Перечень спиральных рукавов, к которым относится статистика, приведен в обозначениях [9]: № 1 — ветвь Стрельца—Киля; № 2 — Щита—Южного Креста; № 1 — Наугольника, № 2 — внешняя ветвь Персея.

Далее, окончательное распределение числа пульсаров с расстоянием от той или иной спиральной ветви строилось с учетом функции видимости: каждый объект брался с весом $1/f(d)$. Было найдено, что распределение практически не зависит от возраста τ, и для уменьшения флуктуаций распределения были объединены. Результаты представлены в виде графиков на рис. 1 и 2 соответственно для О- и П-пульсаров. Нанесенные ошибки, возмож-

Таблица 1

Параметр	О | lg η | < 5.00		П | lg η | ≥ 5.30	
τ	$<10^7$	$>10^7$	$<10^6$	$>10^6$
n	72	57	21	42
$f(d)$	$1{,}15d^{-0{,}94}$	$0{,}50d^{-1{,}90}$	$0{,}70d^{-1{,}10}$	$0{,}32d^{-2{,}03}$
d_{max}	10,0	4,50	4,50	2,20
Номер рукава	1; 2	1; 2	1; 2	1; 2
	1; 2	2	2	
Концентрация ±0,4 от центроида	0,43	0,49	0,58	0,68
	0,49(0,49)		0,66(0,57)	
$\|\bar{z}\|$	0,32	0,40	0,13	0,32
	0,36		0,26	

но, несколько преуменьшены, так как не учитывают точности аппроксимации функций видимости.

Рассмотрение графиков рис. 1 и 2 показывает, что эффект концентрации пульсаров к центроидам спиральных рукавов Галактики обнаруживается с полной определенностью для пульсаров обоих типов, что подтверждает заключение [6, 7]. Следует обратить внимание на следующие детали.

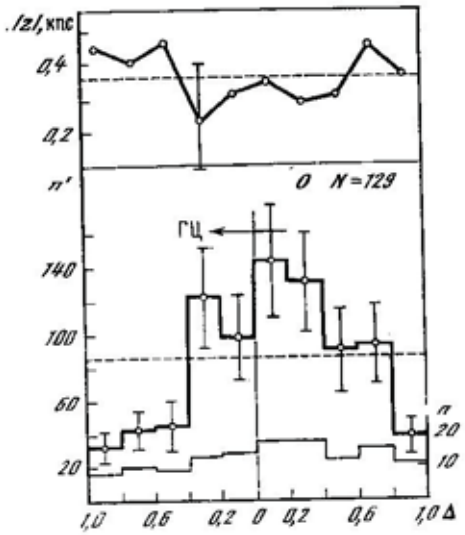
1. Если эффект концентрации реален, то средняя величина расстояния пульсаров от галактической плоскости $|\bar{z}|$ должна понижаться от периферии рукава к его центру. Для О-пульсаров, где статистика позволяет провести соответствующую проверку, такая тенденция действительно обнаруживается (верхний график рис. 1).

2. Видимый на рис. 1, 2 эффект не может быть отнесен к примененной методике построения распределений. Это следует, в частности, из того факта, что нормированная разница расстояний пульсаров от центроида рукава Δa и от центроида межрукавного промежутка Δi $(\Delta a - \Delta i)/(\Delta a + \Delta i)$ имеет явно несимметричное распределение. Это означает, что для невзвешенных значений $\Delta\bar{a} < \Delta i$. Для пульсаров типа О процедура построения распределения рис. 1 была повторена для случая, когда в качестве репера использовался центроид межрукавного промежутка. Как и следовало ожидать, результат оказался прямо противоположным рис. 1 (уменьшение средних n'' близ реперного пункта).

3. Эффект концентрации имеет место для всех упомянутых групп пульсаров в отдельности. Поскольку радиусы видимости объектов для этих групп существенно отличаются, концентрация не может быть отнесена за счет какого-либо неизвестного эффекта селекции, связанного с определением расстояния по мере дисперсии. Этот вывод следует также и из существенного различия упомянутых групп по их среднему расстоянию $|\bar{z}|$ от галактической плоскости.

4. Из-за малой статистики и относительно малого радиуса видимости эффект концентрации для пульсаров типа П определен фактически только для близлежащих к Солнцу местных фрагментов ветвей № 1 и № 2. Распределение пульсаров на рис. 2 несколько сдвинуто от центроида рукавов в сторону галактического центра. Эта асимметрия, возможно, реальна (она не видна для О-пульсаров) и возникает в основном за счет ветви № 1 (Стрельца — Киля).

Из табл. 1 видно, что степень концентрации пульсаров типа П к центроидам спиральных рукавов выше по сравнению с О-пульсарами. Это заметно и по числу объектов, попавших в зону ±0,4 нормированных расстояний относительно центроида (числа в скобках) и по соответствующим взвешенным значениям, а также по степени асимметрии распределения нормированных разностей расстояний $(\Delta a - \Delta i)/(\Delta a + \Delta i)$. Если измерять эту асимметрию отношением числа отрицательных значений $\Delta a - \Delta i$ к числу положительных, то для П- и О-пульсаров эти отношения отличаются почти вдвое. К сожале-



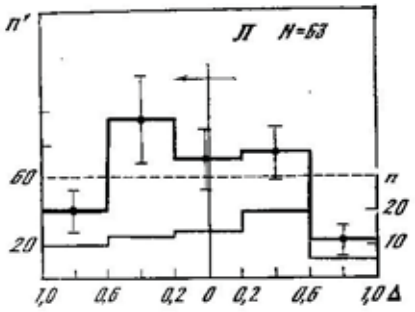


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для пульсаров типа П

По вертикальной оси — взвешенное по функциям видимости число пульсаров n'. По горизонтальной оси — нормированное расстояние от центроида спирального рукава Галактики Δ. Невзвешенное число пульсаров n для данного интервала Δ показано тонкой линией (шкала справа)

Рис. 1. Взвешенное по функциям видимости число пульсаров n' в зависимости от нормированного расстояния от центроида спирального рукава Галактики

Стрелкой показано направление на галактический центр (ГЦ). Невзвешенное число пульсаров n для данного интервала Δ показано тонкой линией (шкала справа) Данные относятся к пульсарам типа О. Вверху — изменение среднего расстояния пульсаров от галактической плоскости $|\bar{z}|$ в зависимости от нормированного расстояния их от центроида спирального рукава (вертикальный отрезок — среднеквадратичное отклонение)

нию, каждый из этих тестов имеет невысокую значимость из-за малости статистики. Существенно, однако, что различие в степени концентрации П- и О-пульсаров к центроидам спиральных ветвей (~1,40) такое же, как и в степени концентрации этих двух типов объектов относительно галактической плоскости (см. $|\bar{z}|$ в табл. 1). С точки зрения схемы, развиваемой в [2], это естественно: О-пульсары, бывшие компоненты тесных двойных систем, возобновившие радиоизлучение после стадии аккреции, имеют больший возраст и удалились от центроидов рукавов и галактической плоскости соответственно на большее (но одно и то же) среднее расстояние.

Итак, пульсары располагаются в спиральных ветвях Галактики, причем пульсары типа П, видимо, в несколько большей степени концентрируются к центроидам рукавов, нежели О-пульсары. Из самого факта такого пространственного распределения пульсаров, между прочим, следует, что они, скорее всего, являются остатками вспышек Сверхновых II типа [10].

2. О некоторых свойствах гамма-источников каталога 2 COS B и их возможной природе

Природа известных в настоящее время дискретных источников гамма-излучения все еще остается неясной. Одно из возможных предположений состоит в том, что эти источники являются пульсарами типа П [1, 2]. Из предыдущего раздела следует, что такие источники должны располагаться в спиральных рукавах. Тогда для многих γ-источников каталога 2 COS B [11] можно оценить расстояния и, следовательно, получить некоторые данные об их свойствах.

Из списка [11] были исключены вероятный внегалактический источник 2CG 289 + 64 (≡3C273) и источники 2CG 353 + 16 и 2CG 010—31, являющиеся, возможно, локальными объектами другой природы [12]. Из оставшихся источников расстояние оказалось возможным оценить до 18 объектов (в направлениях, соответствующих касательной к рукавам, оценка невозможна). В направлении галактического антицентра расстояния оцениваются однозначно (если только не предполагать наличия еще одной незамеченной

спиральной ветви). В противоположном направлении (к галактическому центру) источники могут находиться в ветви Стрельца—Киля (№ 1) или Щита—Южного креста (№ 2), так что для них существуют два значения вероятного расстояния. При оценках расстояния было принято, что сдвиг относительно центроида рукава для П-пульсаров реален (см. рис. 2) и относится ко всем спиральным ветвям (для его величины было принято одно и то же значение 0,5 кпс).

Определенное таким образом расстояние до пульсара PSR 0531 + 21 оказалось равным обычно принимаемому значению 2,0 кпс. Расстояние до источника 2CG 195 + 4 2,2 кпс практически совпадает с оценкой расстояния, сделанной в предположении, что этот объект является остатком вспышки сверхновой 437 г. н. э. [13]. Среднее значение расстояния для всех объектов составляет 2,9 кпс (в предположении, что все источники внутри солнечного круга (галактической орбиты Солнца) располагаются на ветви № 1. Если они расположены на более удаленной ветви № 2, это расстояние составляет 3,3 кпс, истинная величина лежит, очевидно, между этими числами. Среднее значение расстояния от галактической плоскости для объектов внутри солнечного круга (долготы l^{II} 270—360°; 0—90°) составляет $|\bar{z}| = 53{,}4$ пс (если принять предположение об их расположении в более удаленной ветви $|\bar{z}| = 73{,}3$ пс). Для источников вне круга Солнца получается величина 150,7 пс. Можно сразу же обратить внимание на то, что эти величины совпадают с соответствующими средними для остатков сверхновых. Согласно [14] $|\bar{z}|_{SNR}$ равны соответственно для объектов внутри и вне круга Солнца 60^{-10}_{+10} и 150^{-20}_{+40} пс. Принимая, что $\bar{z}$ для гамма-источников и $\bar{z}_0$ остатков сверхновых отличаются не более чем на ошибку ~ 10 пс, и предполагая, что их распределение по z гауссово, а скорость П-пульсаров на одну степень свободы $V_z \approx 75$ км/с [15], находим, что возраст рассматриваемых объектов как гамма-источников не более

$$t_\gamma = \sqrt{2(\bar{z}^2 - \bar{z}_0^2)/V_z} \approx 6 \cdot 10^5 \text{ лет.}$$

Гамма-светимости L_γ подсчитывались по очевидному соотношению $L_\gamma = 0{,}2\varepsilon F 4\pi d^2$, где F — величина потока фотонов с энергией больше 100 МэВ согласно [11], ε — энергия фотона (равная 100 МэВ), d — расстояние; фактор направленности излучения был принят 0,2. Среднее значение светимости для двух рассматриваемых вариантов равно соответственно $5 \cdot 10^{34}$ и $9 \cdot 10^{34}$ эрг/с (наиболее вероятная величина, понятно, располагается между этими значениями). Оказывается возможным оценить и функцию светимости, которую можно представить в форме

$$N(> L_\gamma) \propto L_\gamma^{-0{,}2 \pm 0{,}1}.$$

Эту функцию, конечно, интересно было бы сравнить с соответствующей функцией для пульсаров. Для этого можно поступить следующим образом: гамма-светимость пульсара L_γ^p в предположении основного вклада в излучение изгибного механизма (curvature radiation) при параметрах пульсара в Крабовидной туманности согласно Хардингу [16] имеет вид

$$L_\gamma^p = 1{,}2 \cdot 10^{35} B_{12}^{0{,}95} P^{-1{,}7} \text{ квант} \cdot \text{с}^{-1}.$$

(Здесь B_{12} — напряженность магнитного поля в единицах 10^{12}, а P — период.) На основе этого полуэмпирического соотношения были подсчитаны светимости для всех пульсаров, содержащихся в каталоге [8], которые должны быть отнесены к типу П. В соответствии с [1, 2] в эту группу должны войти объекты, для которых коэффициент трансформации вращательной энергии в радиоизлучение должен быть $\eta \leqslant 10^{-6}$. Их оказалось 46. Интегральное распределение по L_γ^p имеет вид $N(> L_\gamma^p) \propto (L_\gamma^p)^{-0{,}2}$, что совпадает с функцией светимости объектов COS B. Распределение по периодам и напряженностям поля в этой группе, конечно, искажено селекцией (например, не наблюдаются пульсары с очень малым значением η). Однако можно думать, что эти эффекты мало скажутся на интегральной функции светимости

Таблица 2

Параметр	Предположение	
	γ-источники являются пульсарами [17]	γ-источники расположены в спиральных рукавах
$\bar{d}$, кпс	2,3	2,9—3,3
$\lvert\bar{z}\rvert$, пс	48	53—73 внутри круга Солнца, 150 вне круга Солнца
L_γ, эрг/с	$6{,}1\cdot10^{34}$	$(5—9)\cdot10^{34}$
t_γ, годы	$5{,}5\cdot10^{4}$	$6\cdot10^{5}$
$N(>L_\gamma)$	—	$\propto L_\gamma^{-0{,}2}$

и, следовательно, ее можно непосредственно сравнить с функцией светимости γ-источников.

Все основные параметры гамма-источников, полученные в предположении, что они располагаются в спиральных рукавах, суммированы в табл. 2. Во второй колонке этой таблицы приведены значения параметров, найденных для объектов 2 COS B в работе [17], где основным предположением было то, что гамма-источники являются пульсарами. Хорошее согласие результатов этих оценок, сделанных при разных основных предположениях, является аргументом в пользу того, что большинство объектов второго каталога COS B и в самом деле является пульсарами, не наблюдаемыми в радиодиапазоне.

3. Заключительные замечания

Если суммировать имеющиеся в литературе аргументы в пользу предположения о связи гамма-источников с пульсарами, то возникает следующая картина:

1) имеет место примерное совпадение координат некоторых гамма-источников и плерионов [18—20], откуда было сделано заключение о возможности отождествить эти объекты;

2) вывод о физической связи плерионов с гамма-источниками следует из теоретических соображений [21];

3) можно выделить тип пульсаров (П-пульсары), генетически связанных с плерионами [1, 2]. Эти пульсары располагаются преимущественно в спиральных ветвях (первый раздел настоящей статьи);

4) если предположить, что гамма-источники располагаются в спиральных ветвях, то их характеристики (см. табл. 2) оказываются очень близкими к таковым пульсаров [17].

Совокупность этих данных и соображений убедительно свидетельствует в пользу того, что большая часть объектов каталога 2 COS B (большая часть известных сейчас гамма-источников) является пульсарами П-типа, очень слабыми и потому не обнаруженными в радионаблюдениях. Низкое значение потока в радиодиапазоне является, видимо, указанием на очень низкую эффективность коэффициента трансформации их вращательной энергии в радиодиапазоне.

То, что спиральные рукава Галактики обладают в среднем относительно высокой излучательной способностью в гамма-диапазоне (этот вывод был сделан впервые в [22]), а дискретные источники γ-излучения располагаются преимущественно именно в рукавах, указывает, очевидно, на то, что вклад дискретных источников в общую гамма-светимость Галактики не может быть пренебрежимо мал.

Основные выводы, вытекающие из проведенного анализа, сводятся к следующему.

1. Пульсары, в том числе связанные с гамма-источниками П-пульсары, концентрируются в спиральных рукавах Галактики.

2. Характеристики гамма-источников, полученные в предположении, что они располагаются в спиральных рукавах, показывают, что большая часть их является пульсарами, не наблюдаемыми в радиодиапазоне.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Vladimirsky B. M.* Classification of pulsars and γ-ray sources.— In: Papers of 17th Cosmic Ray Conf., Paris, 1981, vol. 1, p. 38.
2. *Владимирский Б. М.* О возможной классификации пульсаров и природе γ-источников.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 192.
3. *Цыган А. И., Владимирский Б. М.* О возможных причинах неоднородности популяции пульсаров.— Письма в Астрон. журн., 1984.
4. *Vivekanand M., Narayan R.* A new lock at pulsar statistics — birthrate and evidence for injection.— J. Astrophys. and Astron., 1981, vol. 2, p. 315.
5. *Малов И. Ф., Сулейманова С. А.* Два типа пульсаров? — Астрофизика, 1982, т. 18, с. 107.
6. *Сучков А. А.* О распределении пульсаров в Галактике.— Астрон. цирк., 1981, № 1200, с. 1.
7. *Romero A. del, Gomez-Conzales J.* On the distribution of pulsars in the Galactic plane.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 104, p. 83.
8. *Manchester R. N., Taylor J. H.* Observed and derived parameters for 330 pulsars.— Astron. J., 1981, vol. 86, p. 1953.
9. *Georgelin Y. M., Georgelin Y. P., Sivan J.-P.* Optical H II regions.— In: Symp. N 84 IAU, 1979, The large-scale characteristic of the Galaxy, p. 65.
10. *Шкловский И. С.* О природе сверхновых I типа.— В кн.: Астрофизика и космическая физика. М.: Наука, 1982, с. 186.
11. *Hermsen W.* The second COS-B catalogue of high-energy γ-ray sources.— Phil. Trans. Roy. Soc. L., 1981, vol. A301, p. 519.
12. *Bignami C. F., Hermsen W.* Galactic gamma-ray sources.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1984, vol. 21.
13. *Владимирский Б. М.* О возможной природе γ-источника SG 195 + 4.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 45, с. 626.
14. *Hennig K., Wendker H. J.* On the Z-distribution of SNR.— Astron. and Astrophys., 1975, vol. 44, p. 91.
15. *Владимирский Б. М.* Пары пульсаров, возможно составлявшие в прошлом двойные системы.— Астрофизика, 1984.
16. *Harding A. K.* Pulsar γ-rays: spectra, luminosities and efficiencies.— Astrophys. J., 1981, vol. 245, p. 267.
17. *Buccheri R., Morini M., Sacco B.* On the nature of the galactic 2CG γ-ray sources.— Phil. Trans. Roy. Soc. L., 1981, vol. A301, p. 495.
18. *Lamb R. C.* Associations of young SNR with γ-ray sources.— Nature, 1978, vol. 274, p. 720.
19. *Владимирский Б. М.* Дискретные источники гамма-излучения, исторические сверхновые и пульсары.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 61, с. 55.
20. *Weiler K. W., Panagia N.* Vela X and the evolution of Plerions.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 90, p. 269.
21. *Panagia N., Zamorani G.* On the nature of the Galactic gamma-ray sources.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 75, p. 303.
22. *Caraveo P. A., Paul J. A.* The large-scale structure of Galactic γ-ray emissivity.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 75, p. 340.

УДК 523.854.22

О МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПУЛЬСАРОВ

Ю. И. Нешпор

На основе анализа опубликованных данных делается вывод, что величина полного магнитного поля пульсара, по-видимому, не зависит от его возраста. Тенденция $H_\perp$ к уменьшению с увеличением расстояния пульсаров от галактической плоскости может быть обусловлена изменением со временем угла между направлением магнитного поля и осью вращения пульсара.

ON THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS, by *Yu. I. Neshpor.*— Basing on the analysis of the published data we conclude, that the full strength of the magnetic field of pulsar is not age dependent. The magnetic field component $H_\perp$ decreases with the distance to the galactic plane. It might be explained by the variation of the angle between the magnetic field axis and the rotation axis of pulsar which decreases upon its age.

Исследуя вопросы эволюции пульсаров, ряд авторов [1, 2] на основе теоретических расчетов приходит к заключению, что за характерное время в несколько миллионов лет должно происходить значительное затухание магнитного поля. Такое затухание должно приводить к прекращению импульсного излучения пульсаров за то же характерное время. Однако авторы [3—5] получают, что за время жизни пульсара уменьшение напряженности магнитного поля практически не происходит, а прекращение излучения пульсара связано с действием других механизмов. Если в первом случае при исследовании зависимости величины магнитного поля от возраста пульсара мы должны обнаружить уменьшение его с увеличением возраста, то во втором случае такой зависимости не должно быть. Нам кажется, что ответ на этот вопрос можно попытаться получить из анализа данных наблюдений.

Для напряженности магнитного поля на поверхности пульсара можно записать соотношение

$$H_0 = H_\perp/\sin\psi, \tag{1}$$

где H_0 — полная напряженность поля на полюсе, $H_\perp$ — составляющая магнитного поля, перпендикулярная оси вращения пульсара, ψ — угол между направлением оси магнитного поля и осью вращения пульсара.

Значения перпендикулярной составляющей магнитного поля $H_\perp$ опубликованы в [6], а величины угла ψ — в [7]. Исходя из [6, 7], а также привлекая соотношение (1), мы для каждого пульсара определили значения H_0.

Исследование таких параметров, как $H_\perp$, ψ и H_0, проводилось в зависимости от возраста пульсара с привлечением для этой цели величины расстояния пульсаров до плоскости Галактики [3, 8]. В [3] отмечается, что для пульсаров с характеристическим возрастом $\tau = P/2\dot{P} \lesssim 10^6$ лет, имеется хорошая корреляция величин $|z|$ (расстояние пульсара до плоскости Галактики) и τ. Пульсары рождаются в плоскости Галактики и удаляются от нее с некоторой постоянной скоростью (см. [3]). За время жизни пульсары могут удалиться на сотни парсек. Отсюда следует, что пульсары, имеющие в среднем большие расстояния до плоскости Галактики, имеют больший возраст. Этот факт можно взять за основу для анализа эволюции параметров пульсаров со временем.

1. Перпендикулярная составляющая магнитного поля пульсара

В [6] приводятся значения перпендикулярной составляющей магнитного поля $H_\perp$ для 294 пульсаров. Исходя из [6], мы построили (рис. 1) зависимость величины $H_\perp$ от среднего значения величины $|z|$.

Прежде всего заметим, что с уменьшением $H_\perp$ (см. рис. 1) среднее расстояние пульсаров до галактической плоскости $|z|$ довольно быстро растет. Для того чтобы оценить реальность такого роста, сопоставим среднее значение $|z|$ для пульсаров, у которых величина $H_\perp$ составляет $8\cdot10^{11}$ Гс $\leqslant H_\perp \leqslant 1{,}6\cdot10^{12}$ Гс и $H_\perp \geqslant 3{,}2\cdot10^{12}$ Гс. Среднее расстояние от галактической плоскости для этих пульсаров соответственно $|z_1| = 0{,}35$ кпс и $|z_2| = 0{,}14$ кпс. Применяя критерий Стьюдента [9], найдем, что $|z_1|$ и $|z_2|$ различаются с доверительной вероятностью P, очень близкой к единице ($P > 1-10^{-6}$). Таким образом, можно уверенно сказать, что $|z_1| > |z_2|$, а так как в среднем большему $|z|$ соответствует больший возраст пульсара, то можно сделать вывод о том, что с увеличением возраста пульсара величина перпендикулярной составляющей магнитного поля уменьшается. Уменьшение $H_\perp$ с возрастом пульсара может быть обусловлено как изменением величины угла ψ, так и распадом магнитного поля.

2. Изменение со временем угла между магнитной осью и осью вращения пульсара

Авторы [7], исследуя параметры пульсаров, пришли к выводу, что для угла между направлением магнитного поля и осью вращения пульсара можно написать следующее соотношение:

$$\sin\psi = AP^{1/2}/W, \qquad (2)$$

где A — постоянный коэффициент пропорциональности, W — эффективная ширина радиоимпульса в секундах, P — период пульсара.

Далее авторы [7], исследуя зависимость эквивалентной ширины импульса от величины периода пульсара, находят значение постоянного коэффициента A и затем величину угла ψ для 308 известных [6] пульсаров.

В [10] для 17 пульсаров приводятся результаты вычисления угла ψ с учетом данных о величине поляризации. Сопоставляя эти данные с данными [7], отметим, что для многих пульсаров наблюдается хорошее совпадение значений углов ψ. Заметим также, что соотношение (2) очень хорошо согласуется с выражением для угла ψ, полученным в [11, 12]. Все это, по-видимому, может указывать на надежность значений углов ψ, приведенных в [7]. По данным о величинах ψ [7] и z [6], нами построена зависимость (рис. 2) угла ψ от среднего значения расстояния до плоскости Галактики. Из рис. 2 видно, что с уменьшением угла ψ среднее значение $|z|$ увеличивается. Отклонение от плавной кривой для значений $\psi > 60°$, по-видимому, связано с малой статистикой (всего девять таких пульсаров) или с тем, что пульсары, возможно, могут рождаться не только при $z = 0$, но и при $z < z_{max}$. Сопоставим средние расстояния до плоскости Галактики $|z_1|$ и $|z_2|$ соответственно для интервалов углов $\psi_1 = 0 \div 10°$ и $\psi_2 = 40 \div 60°$. Применяя для этой цели критерий Стьюдента, получим, что $|z_1| > |z_2|$ (см. рис. 2) с доверительной вероятностью P, близкой к единице ($P > 1-3\cdot10^{-4}$), что хорошо подтверждает наш вывод об увеличении среднего значения $|z|$ с уменьшением угла ψ. Таким образом, по-видимого, можно заключить, что с увеличением возраста пульсара угол между магнитной осью и осью вращения пульсара убывает. Это хорошо согласуется с результатами, приведенными в [7]. Остается выяснить, изменяется ли со временем величина полного магнитного поля.

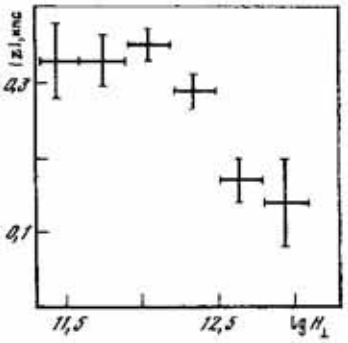


Рис. 1. Зависимость величины перпендикулярной составляющей магнитного поля $H_\perp$ от среднего значения расстояния до плоскости Галактики $|z|$

Горизонтальные отрезки — интервал величины $H_\perp$, внутри которого находилось среднее значение z; вертикальные — ошибки среднего значения

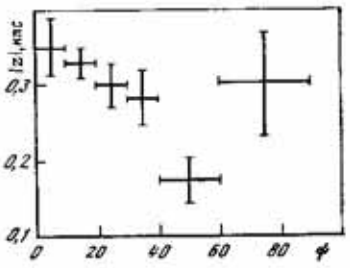


Рис. 2. Зависимость величины угла между магнитной осью и осью вращения пульсара от среднего значения расстояния до плоскости Галактики $|z|$

Горизонтальные отрезки — интервал величины угла ψ, внутри которого находилось среднее значение $|z|$; вертикальные — ошибки среднего значения $|z|$

3. Полное магнитное поле

На основании соотношения (1) нами для каждого пульсара было вычислено значение полной напряженности магнитного поля H_0. Значения углов ψ были взяты из [7], а величины $H_\perp$ — из [6]. На рис. 3 представлена зависимость $\overline{H}_0$ от $|z|$. Из рис. 3 видно, что при изменении значения $|z|$ в широких пределах величина $\overline{H}_0$ практически не изменяется. Вертикальными отрезками отмечены ошибки средних значений $\overline{H}_0$.

Такая зависимость $\overline{H}_0$ от среднего значения $|z|$ позволяет сделать вывод о том, что величина магнитного поля пульсара не зависит от его возраста, что хорошо согласуется с [3—5].

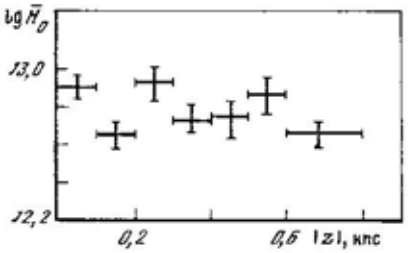


Рис. 3. Зависимость полной напряженности магнитного поля $\overline{H}_0$ от расстояния до плоскости Галактики $|z|$.

Горизонтальные отрезки — интервал величины $|z|$, внутри которого находилось среднее значение H_0; вертикальные — ошибки средних значений H_0

Заключение

Таким образом, на основании анализа опубликованных данных [6, 7] и проведенных вычислений можно сделать следующие выводы. Величина напряженности полного магнитного поля H_0, по-видимому, не зависит от возраста пульсара. Составляющая магнитного поля, перпендикулярная оси вращения пульсара $H_\perp$, уменьшается с увеличением среднего расстояния пульсаров от галактической плоскости ($|z|$), а так как в среднем бóльшим $|z|$ соответствует больший возраст [3], то, следовательно, и с увеличением возраста пульсара. Одним из объяснений такого изменения величины $H_\perp$ может быть уменьшение угла между направлением магнитного поля и осью вращения пульсара с увеличением возраста пульсара (см. рис. 2). На основании сделанных выводов можно заключить, что широкий диапазон значений магнитных полей пульсаров, скорее всего, связан с механизмом образования пульсаров, что хорошо согласуется с результатами [4].

Автор приносит глубокую благодарность А. А. Степаняну и Б. М. Владимирскому за ценные советы при выполнении этой работы.

Декабрь 1983 г.

Литература

1. *Ostriker J. P., Gunn J. E.* Do pulsars turn off? — Nature, 1969, vol. 223, N 5208, p. 813—814.
2. *Lyne A. G., Ritchings R. F., Smith F. G.* The period derivatives of pulsars.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, vol. 171, p. 579—597.
3. *Манчестер Р., Тейлор Дж.* Пульсары. М.: Мир, 1979. 294 с., с. ил.
4. *Герасимов С. А., Нешпор Ю. И., Степанян А. А.* Начальный период и возраст пульсара.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 65, с. 163—168.
5. *Смит Ф. Г.* Пульсары. М.: Мир, 1979. 269. с., с пл.
6. *Manchester R. N., Taylor J. H.* Observed and derived parameters for 330 pulsars.— Astron. J., 1981, vol. 86, N 12, p. 1953—1973.
7. *Кузьмин А. Д., Дагкесаманская И. М.* Оценка углов наклона магнитной оси к оси вращения пульсара.— Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, вып. 3, с. 149—154.
8. *Gunn J. E., Ostriker J. P.* On the nature of pulsars. III. Analysis of observations.— Astrophys. J., 1970, vol. 160, p. 979—1001.
9. *Худсон Д.* Статистика для физиков. М.: Мир, 1967. 242 с.. с. ил.
10. *Малов И. Ф.* Энергии излучающих электронов и углы между осью вращения и магнитным диполем в пульсарах.— Астрофизика, 1983, т. 19, вып. 1, с. 161—169.
11. *Ruderman M. A., Sutherland P. G.* Theory of pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation.— Astrophys. J., 1975, vol. 196, p. 51—72.
12. *Jones P. B.* Pulsar magnetic alignment: the critical period and integrated pulse width.— Astrophys. J., 1976, vol. 209, p. 602—605.

УДК 523.855

КОНТУР ЛИНИИ 5007 [O III] И ЦЕНТРАЛЬНОЕ ГАЗОВОЕ ОБЛАКО В ЯДРЕ NGC 1068

В. И. Проник

Приводятся доказательства того, что в ядре NGC 1068 имеется центральное газовое образование (облако) размером $\lesssim$10 пс. В связи с этим предпринята попытка найти среди многочисленных деталей контура линии [O III] основной центральный максимум, принадлежащий этому облаку. Показано, что таким максимумом является довольно слабая деталь контура с лучевой скоростью примерно 50 км/с по отношению к галактике. Высказывается предположение, что малая интенсивность центрального максимума, как и отсутствие широкой водородной эмиссии в спектре, связаны либо с наличием в ядре большого количества поглощающей материи, либо со слабым центральным источником энергии, недостаточным для полной ионизации газа.

THE [O III] LINE PROFILE AND THE CENTRAL GASEOUS CLOUD IN THE NUCLEUS OF NGC 1068, by *V. I. Pronik*.— The arguments confirming the presence of a gaseous formation with dimension 10 parsec in the center of NGC 1068 nucleus are presented. Accordingly we tried to find among numerous details of [O III]-line profile the main peak corresponding to the central cloud. It is shown, that the maximum is actually a rather weak detail of a line profile with a radial velocity of about 50 km/s in respect to the galaxy. We suppose, that low intensity of the maximum as well as the absence of broad hydrogen line in the spectrum of the nucleus could be assigned either to the overabundance of the absorbed dust in the nucleus, or to the deficient energy radiation from the central source.

Существование отдельных газовых облаков в окрестностях ядра NGC 1068 было обнаружено Уокером [1] по контурам эмиссионных линий в спектрах, полученных при разной ориентации щели спектрографа. Размеры этих облаков достигают 2—6″, что составляет сотни парсек в линейной мере (1″ $\approx$ 50 пс). Пела и Аллоин [2] получили для ядра контур линии [O III] с разрешением 0,25 Å, в котором они выделили девять компонентов шириной от 2 до 10 Å. Часть этих компонентов принадлежит обширным газовым облакам, находящимся в окрестности ядра, часть, вероятно, принадлежит облакам гораздо меньших размеров, которые находятся в центральной области диаметром 50—100 пс.

Запрещенные линии, как известно, не испытывают самопоглощения, поэтому их контур есть сумма от простого сложения отдельных компонентов, возникших в результате излучения разных газовых облаков. А так как среди облаков всегда имеется центральное, доминирующее облако, которое, собственно, и является ядром галактики, то запрещенные линии в спектрах ядер сейфертовских галактик, как правило, имеют очень высокий и узкий центральный максимум. Контур линии [O III] в ядре NGC 1068 в этом отношении является исключением.

Нами предпринята попытка выяснить, имеется ли в ядре NGC 1068 среди деталей контура [O III] такая, которую можно было бы отождествить с максимумом, принадлежащим центральному газовому образованию ядра.

Наблюдения. Обработка

Нерасширенные спектры ядра NGC 1068 получены в фокусе Нэсмита 2,6-м телескопа им. Г. А. Шайна в разное время за период с 1976 по 1979 г. с дисперсией 40 Å/мм. Спектры фотографировались в ночи, когда изображения звезд были не хуже 1″,5. Ширина щели спектрографа соответствовала всегда 0″,5 на небе и 0,01 мм на фотопластинке; щель ориентировалась по направлению запад—восток. Угловое разрешение поперек дисперсии определялось высотой щели микрофотометра, которая составляла 0,04 мм на фотопластинке или 2″ на небе.

Для фотометрирования было отобрано четыре спектрограммы с изображением линий λ4959 и λ5007 [O III] и одна с линией H_α. Шаг фотометрирования и ширина фотометрируемого пятна равнялись 0,01 мм. Спектральное разрешение определяется инструментальным контуром, ширина которого на половинной интенсивности равняется 0,8 Å.

Для определения длин волн или лучевых скоростей деталей измерялись положения четырех линий неона в спектре сравнения полого катода: 4920,51; 4957,61; 5037,75 и 5110,41 Å. Эти линии находятся в непосредственной близости от фотометрируемых линий [O III], по две с обеих сторон, и по ним вычислялся участок дисперсионной кривой.

Контур линий [O III]

На рис. 1 приведены фотометрические записи линий [O III] в произвольном масштабе по вертикальной оси. Линии N_2 (λ4999) и N_1 (λ5007) на спектрах не перенакладываются, и непрерывный спектр под ними практически отсутствует, поэтому их контуры, если они относятся к одной и той же спектрограмме, должны быть идентичными и отличаться только масштабом интенсивности. Между тем, как видно из рис. 1 (ср. N_1 и N_2 10.01 1978 г., 08.11 1978 г. и 30.10 1976 г.), они отличаются интенсивностями отдельных деталей и контрастом центральной части контура по сравнению с крыльями. Отдельные детали контура могут быть искажены случайными флуктуациями зерен в фотоэмульсии, что же касается центральной части контура, то ее интенсивность при малых размерах излучающей области может меняться из-за различий в качестве изображений и разного положения ядра на щели спектрографа, а также из-за искажения шкалы интенсивности при больших плотностях почернений.

Поскольку нас интересует прежде всего реальность существования отдельных деталей в контуре, то мы не приводили записи линий к одному масштабу и не осредняли их, так как при этом детали контура, как правило, замываются.

Из рис. 1 видно, что индивидуальные кривые отличаются главным образом интенсивностью той или иной детали, общее же число деталей и их положение в контуре одинаковы во всех случаях. Это дает основание уверенно считать их реальными компонентами линий и определить их скорость (последние определены с точностью до 25 км/с). Найденные нами лучевые скорости деталей по отношению к систематической скорости галактики v_0 =

Лучевые скорости деталей в контуре линии [O III] (км/с)

Лучевая скорость по данным		Примечание
наст. работы	[2]	
−885	−900	Наиболее яркая деталь в голубом крыле линии
−650		
−530	−580	
−400	−400	Наиболее четко выделяющаяся деталь в центральной части контура
−280	−230	Согласно [2] является центром очень широкого (~34 Å) компонента
−170		В [2] не отмечена
−50	−60	Согласно [2] среди узких компонентов самый интенсивный по потоку
	+40	Узкая деталь, принадлежащая далеко отстоящему от ядра газу, который виден в радиолучах на 21 см. На наших спектрах не видна.
+100	+330	В [2] не отмечена
+355	+450	Наиболее яркая деталь в красном крыле
+480	+670	

Рис. 1. Сглаженные фотометрические записи контуров линий [O III] в ядре NGC 1068

Шкала интенсивности произвольна для каждой записи, нуль-пункты, смещены. *1* — N_2, 30.10 1976 г.; *2* — N_1, 30.10 1976 г.; *3* — N_1, 02.12 1976 г.; *4* — N_1, 10.01 1978 г.; *5* — N_1, 08.11 1978 г.; *6* — N_2, 02.12 1976 г.; *7* — N_2, 10.01 1978 г.; *8* — 08.11 1978 г.

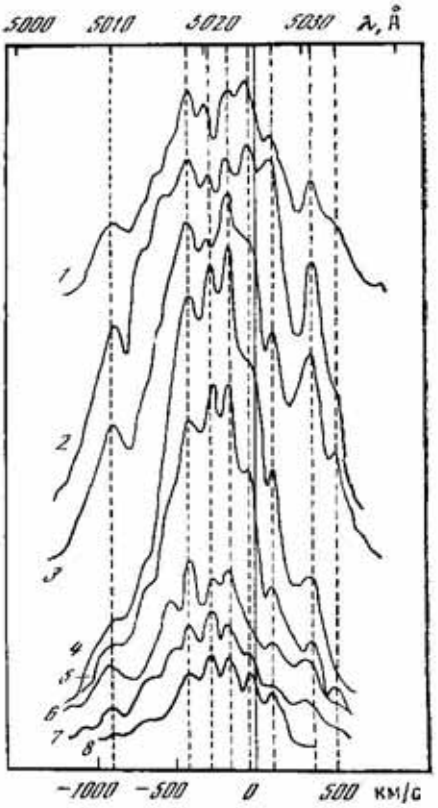


Рис. 2. Сравнение контура линий [O III], полученного на 6-м телескопе САО АН СССР при очень плохих изображениях 3",5 (верхняя кривая), с микрофотометрической записью этой линии, полученной Пела и Аллоин [2], и результатом ее разложения на отдельные компоненты

Оба контура получены при сравнимом угловом разрешении

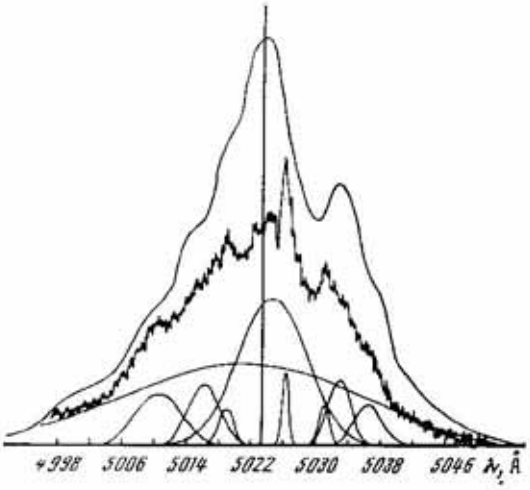
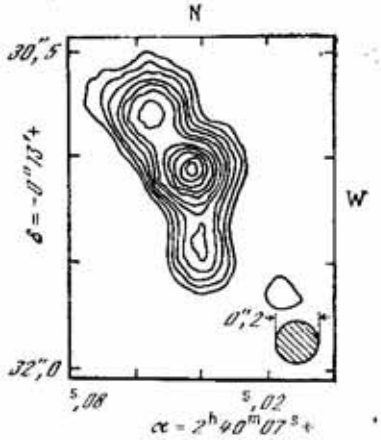


Рис. 3. Радиокарта центральной области NGC 1068 на волне 2 см, получена на VLA радиотелескопе ван дер Холстом, Хаммелем и Дикеем [3]

В правом нижнем углу показано угловое разрешение радиотелескопа 0",2



= 1107 км/с приведены в таблице. В этой же таблице приведены скорости компонентов согласно Пела и Аллоин [2]. Судя по лучевым скоростям, большая часть деталей, видимых на рис. 1 и приведенных в [2], совпадает. Однако среди них имеются и такие, которые видны на рис. 1, но не значатся в [2] и наоборот. Отличается и общая форма контуров на рис. 1 от контура, приведенного в [2]. Все эти различия мы целиком относим за счет различной ширины щели спектрографа, а различия индивидуальных контуров на рис.1, по нашему мнению, являются результатом неодинакового качества изображения, а также неоднозначного положения ядра галактики на щели спектрографа для разных спектрограмм.

Обнаруженный в [2] узкий компонент с лучевой скоростью 40 км/с принадлежит обширному облаку, далеко отстоящему от ядра, но проектирую-

щемуся на него. Его отсутствие на спектрограммах объясняется тем, что мы применяли узкую щель и малосветосильную камеру спектрографа.

Можно привести следующие доводы в пользу того, что вид контура зависит от качества изображения и ширины щели спектрографа. Спектры, датированные 10.01 1978 г. и 08.11 1978 г., получены в ночи, когда качество изображения было особенно хорошим ($\lesssim 1''$). Именно в эти ночи контур линии отличается повышенным контрастом его центральной части. Далее, на рис. 2 сравнивается микрофотометрическая запись линии [O III], опубликованная в [2], и контур, полученный на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории АН СССР во время отладки сканера с разрешением около 2,5 Å при очень плохих изображениях $\gtrsim 3''$. Некоторое различие в контурах должно быть обусловлено разным спектральным разрешением, согласие же общей формы контуров хорошее. Оба контура получены при сравнимом угловом разрешении ядра в моменты фотографирования спектров.

При хорошем качестве изображений ($\sim 1''$) и узкой щели спектрографа ($0'',5$) вид контура линии должен зависеть от положения ядра галактики на щели спектрографа, особенно когда щель ориентирована по направлению запад—восток. Это следует из опубликованной недавно ван дер Холстом, Хамелем и Дикеем [3] радиокарты центральной области ядра NGC 1068, полученной на волне 2 см с угловым разрешением $0'',2$. Радиокарта с тремя излучающими областями общей протяженностью $1'',5$ воспроизведена на рис. 3. Мы не знаем, как согласуется детальная структура газовых облаков, излучающих эмиссионные линии, с радиоструктурой ядра, однако ясно, что и та и другая состоят из отдельных облаков, расположенных вдоль прямой в направлении примерно север—юг. Об этом, в частности, говорит и то, что границы трех газовых облаков, выделенных Уокером, проходят строго через центр ядра в направлении запад—восток [1].

Поиск центральной детали в контуре линии [O III]

Как уже сказано, центральный максимум в запрещенных линиях, имеющий лучевую скорость, близкую к нулевой, связан с существованием в ядре галактики центрального газового облака. К такому выводу мы пришли в результате анализа контуров запрещенных линий в NGC 4151 и NGC 3516. Центральное облако, бесспорно, имеется в случае наличия широкой водородной эмиссии, излучаемой плотным газом, расположенным в центре центрального облака. В NGC 1068 такой эмиссии нет, однако это еще не означает, что центральное облако отсутствует. Отсутствие широкой водородной эмиссии свидетельствует об отсутствии больших скоростей в центральном облаке.

Если подходить к вопросу о существовании в NGC 1068 центрального облака с точки зрения крупномасштабной структуры газа, то такое облако можно отождествить с наблюдаемой в ядре звездообразной деталью, имеющей угловые размеры меньше предела разрешения или меньше 50 пс. Оно отождествляется и с наблюдаемым инфракрасным источником малых угловых размеров $< 0'',2 = 10$ пс [4] и с наблюдаемым радиоисточником таких же размеров [3]. Маловероятно, чтобы это газовое образование не проявило себя в запрещенных линиях [O III].

Одним из критериев принадлежности той или иной детали контура центральному облаку может служить скорость, которая не должна сильно отличаться от скорости галактики в целом — скорости динамического центра галактики, найденной по кривой вращения, построенной как по эмиссионным линиям, так и по линиям поглощения [1]. Другим критерием может служить малый размер облака, который проявит себя в виде наблюдаемой переменности данной детали, хотя и не обязательно связанной с истинной переменностью свечения облака.

Детали с лучевыми скоростями -885, $+40$, $+355$ км/с не могут претендовать на роль центральной, поскольку они образуются в обширных, далеко отстоящих от ядра облаках, размеры которых составляют сотни парсек. Протяженному облаку, вероятно, принадлежит также деталь с лучевой

скоростью —400 км/с, так как ее интенсивность не зависит от качества изображений и положения ядра на щели спектрографа [1].

Детали —280 и —170 км/с примечательны тем, что они находятся вблизи центра тяжести контура [O III]. Первая из них совпадает с центром очень широкого компонента (до 30 Å), выделенной Пела и Аллоин [2]. Исходя из общепринятых представлений о структуре ядра, такой компонент должен излучаться плотным ядром с большими внутренними скоростями газа. Однако само существование столь широкого компонента, на долю которого приходилась бы почти половина всего потока в линии [O III], нам представляется сомнительным, так как в этом случае звездообразная деталь в ядре NGC 1068 была бы чрезвычайно яркой, чего не наблюдается. Деталь —170 км/с интересна тем, что она, будучи одной из самых ярких на наших контурах, осталась совсем незамеченной в [2]. Учитывая большую разницу в ширине щели спектрографа, мы считаем, что это обстоятельство свидетельствует о малых геометрических размерах облака, излучающего деталь —170 км/с. То же самое можно сказать и о детали с лучевой скоростью +100 км/с, которая видна на кривых рис. 1, но не значится в [2].

Из двух деталей —50 и +100 км/с центральному облаку, вероятнее всего, принадлежит первая, поскольку она удовлетворяет сразу двум критериям: во-первых, ее лучевая скорость близка к скорости динамического центра галактики, во-вторых, размеры соответствующего облака малы, о чем свидетельствует сильно переменная яркость детали (см. рис. 1). Окончательное отождествление этой детали с центральным облаком ядра может быть сделано только после точного сопоставления контура [O III] с контуром H_α.

Вторая проблема, связанная с контуром линии [O III] и касающаяся структуры ядра, это причина асимметрии контура [O III] по отношению к нулевой скорости. Можно указать на три возможные причины: а) асимметрия пространственного распределения газа вокруг центра ядра; б) наличие пыли или другой экранирующей материи в ядре; в) наличие у газа систематической отрицательной скорости по отношению к центру галактики.

К сожалению, имеющихся в настоящее время наблюдательных данных недостаточно для однозначной интерпретации асимметрии контура [O III].

Сопоставление структуры линии [O III] с радиоструктурой ядра

Из всех деталей, имеющихся в контуре [O III], особого внимания заслуживают три, которые принадлежат газовым облакам малого размера. Их лучевые скорости: —170, —50 и +100 км/с. Любопытно, что все три лучевые скорости являются ближайшими к нулевым. Поэтому естественно предположить, что соответствующие им облака находятся в центральной области ядра, причем два из них (—170 и +100 км/с) расположены симметрично по обе стороны от центрального.

Если проводить аналогию между этой картиной и радиоструктурой ядра, представленной на рис. 3, то наблюдаемые лучевые скорости —170 и +100 км/с (а по отношению к центральному телу они будут —120 и +150 км/с) суть не что иное, как скорости вращения двух газовых облаков (рукавов) вокруг центрального ядра. Слабым местом в проведении такой аналогии является тот факт, что относительно низкая светимость центрального облака в линии [O III] не согласуется с его большой яркостью в радиодиапазоне, однако это разногласие легко объяснить большой плотностью газа в центральном облаке, скажем, $\sim 10^7$ см$^{-3}$, что вполне возможно, или низкой ионизацией кислорода в нем. Для двух других облаков имеется корреляция между светимостью в линии [O III] и радиояркостью на 2 см.

---

[1] *Примечание при корректуре.* Высокоточные наблюдения, выполненные в фокусе куде 5-м телескопа, показали, что голубой компонент линии [O III] с лучевой скоростью ~ -400 км/с излучается центральной областью ядра диаметром $<1''$ (*Alloin D., Pelat D., Boksenberg A., Sargent W. L. W.*— Astrophys. J., 1983, vol. 275, p. 493—510).

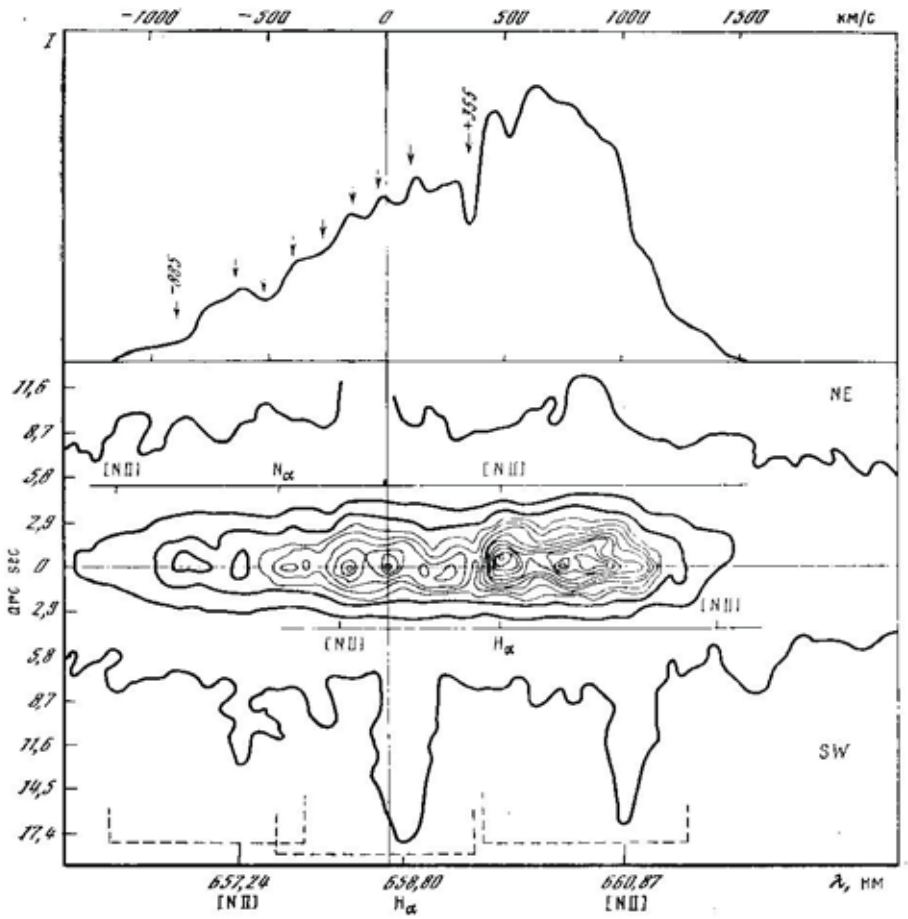


Рис. 4. Контур линии H_α + [N II], полученный нами по одной спектрограмме (вверху), и изофоты этих же линий для позиционного угла 45°, опубликованные Аллоин и др. [5] (внизу)

Стрелками вверху показаны положения деталей в контуре [O III]. Самая яркая деталь на изофотах отождествляется с эмиссией λ6584 [N II], имеющей лучевую скорость —400 км/с

Как известно (см., например, [1]), вращение в NGC 1068 происходит таким образом, что рукава северо-восточной части галактики приближаются к нам, а юго-западной — удаляются. Отсюда следует, что более яркое в радиодиапазоне северо-восточное облако является более ярким и в линии [O III] и имеет отрицательную скорость —170 км/с, а более слабое в радиодиапазоне южное облако является более слабым в линии [O III], его скорость +100 км/с.

Контур линии H_α + [N II]. Сравнение с контуром [O III]

Среди спектрограмм, содержащих линию H_α, только одна оказалась удовлетворительного качества. Она получена с экспозицией 2 ч и относится к наиболее яркой части ядра размером около двух угловых секунд. Сглаженный контур H_α + [N II], полученный в результате фотометрирования щиточного спектра, приведен на рис. 4. Внизу на этом же рисунке в том же масштабе длин волн приведены изофоты линий H_α + [N II], полученные Аллоин, Лекье и др. [5] для позиционного угла 45°.

Из-за большой ширины линий дублет азота 6548 + 84 [N II] полностью сливается с водородной эмиссией. Для оценки вклада дублета [N II] в контур линии H_α мы воспользовались результатами [5], согласно которым во внутренних областях галактики, удаленных от центра не более чем на 6″, отно-

шение H_α/[N II] ~ 0,6. Это означает, что вклад линий азота в общий поток H_α + [N II] сравним с эмиссией H_α или даже больше нее. Второе обстоятельство, которое следует иметь в виду, это то, что контур линий [N II] не может сильно отличаться от контура [O III].

На рис. 4 рядом с изофотами показаны два возможных варианта отождествления ярчайшей детали в линии H_α + [N II] (верхний и нижний). В нижнем варианте предполагается, что яркая деталь является эмиссией H_α с лучевой скоростью +480 км/с. Этот вариант мы вынуждены отклонить по двум причинам. Во-первых, неясно, почему отсутствует красная линия азота 6584 Å с той же лучевой скоростью +480 км/с; во-вторых, мы вынуждены были бы считать, что облако, излучающее эту деталь, есть центральное в ядре, что маловероятно из-за его большой скорости по отношению к галактике в целом. Более правдоподобным кажется второй (верхний) вариант отождествления, согласно которому яркая деталь в контуре H_α + [N II] является линией азота 6584 Å с лучевой скоростью —400 км/с (см. соответствующую деталь в контуре [O III] на рис. 1). Легко заметить, что ширина яркого участка в контуре H_α + [N II] такая же, как и ширина центрального участка контура [O III], откуда следует, что вся яркая длинноволновая часть бленды H_α + [N II] принадлежит эмиссии азота 6584 Å. Кроме детали с лучевой скоростью —400 км/с, на изофотах видна также принадлежащая линии азота деталь со скоростью —170 км/с.

Из рис. 4 следует, что асимметрия контура H_α по сравнению с контуром [O III] либо меньше, либо совсем отсутствует, заметны также существенные различия в яркости отдельных деталей. Так, в верхней части рис. 4 стрелками отмечены положения деталей, имеющихся в контуре [O III]. На месте двух крайних ярких максимумов (на рис. 4 для них приведены значения лучевых скоростей) в контуре H_α имеется депрессия.

В отличие от линии [O III] в контуре H_α, особенно на изофотах, четко виден центральный максимум, принадлежащий центральному газовому облаку. Его относительно большая яркость в водородных линиях говорит о повышенной по сравнению с другими облаками плотности газа в центральном облаке. По этой же причине высокую плотность имеет также облако, ответственное за деталь с лучевой скоростью —170 км/с.

Быстрая переменность потока и контур линии H_α + [N II]

В 1972 г. появилось сообщение Черепащука и Лютого [6] о быстрой переменности потока H_α + [N II] в ядрах NGC 1068, 3516 и 4151 с характерным временем от 15 до 30 сут. Амплитуда колебаний потока для NGC 1068 достигает 10%. Если в NGC 3516 и 4151 наблюдаемую переменность можно отнести к широким крыльям, возникающим в очень плотном облаке, то непонятно было, к чему относится переменность в NGC 1068, где водородные линии, как известно, не имеют крыльев. Максимальные скорости наблюдаются в протяженных облаках, которые далеко отстоят от ядра и не могут быть переменными.

Если переменную часть потока H_α + [N II] относить только к эмиссии H_α, то она будет составлять по крайней мере 20% от ее общего потока, а это уже должно привести к заметным изменениям в контуре. Скорее всего, переменной является центральная деталь в контуре H_α, хотя и не исключено, что линия H_α имеет очень широкие, до 100—150 Å, и поэтому трудно-обнаружимые переменные слабые крылья.

Заключение

Центральное газовое облако в ядре сейфертовской галактики должно быть образованием крайне неоднородным по плотности. Диапазон изменения n_e вдоль радиуса может достигать 5—6 порядков. Это должно привести к своего рода стратификации излучения в облаке. Широкая водородная эмиссия и нетепловой континуум генерируется в очень небольшой центральной области диаметром от 0,1 до 0,01 пс. Центральный максимум водородных

линий образуется в более внешних слоях, а центральный максимум запрещенных линий — в еще более внешних слоях, удаленных от центра на 5—10 пс, где плотность падает до 10^5—10^4 см$^{-3}$. Небольшие крылья линий [O III] образуются в околоядерной области из-за вращения последней.

Согласно такой схеме наличие широкой водородной эмиссии в спектре ядра обязательно должно сопровождаться присутствием узкого центрального максимума в контуре запрещенных линий, ибо маловероятно, чтобы плотный газ с большими внутренними движениями не был окружен газовой оболочкой меньшей плотности. Примером могут служить ядра NGC 4151 и 3516. В последней галактике, которая отличается чрезвычайно большой шириной водородных линий, контур линии [O III] состоит практически из одного узкого максимума.

Ситуация, наблюдаемая в ядре NGC 1068, целиком укладывается в предложенную схему; слабый центральный максимум линии [O III] согласуется с отсутствием широкой водородной эмиссии. Однако причина столь слабого центрального максимума линии [O III] неизвестна. Наблюдения в радио- и инфракрасном диапазонах показывают, что центральное облако в ядре имеется, а быстрая переменность потока H_α + [N II] свидетельствует о наличии в нем плотного ядра. Поэтому одним из объяснений слабости центрального максимума может быть экранировка центрального облака пылевой материей, хотя при этом неясно, почему наблюдается переменный поток в линии H_α. Другим объяснением может быть предположение, что имеющихся в ядре источников энергии недостаточно для полной ионизации центрального газового облака.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Walker M. F.* Studies of extragalactic nebulae. Motions in the Seyfert galaxy NGC 1068.— Astrophys. J., 1968, vol. 151, p. 71—97.
2. *Pelat D., Alloin D.* High-resolution profile of the [O, III] lines in NGC 1068.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 81, p. 172—178.
3. *Van der Hulst H. C., Hummel E., Dickey J.* VLA Observations of the Seyfert galaxy NGC 1068.— Astrophys. J. Lett., 1983, N 2, pt 2, p. L59—63.
4. *McCarthy D. W., Low F. J., Kleinmann S. G., Gillet F. C.* Infrared specle interferometry of the nucleux of NGC 1068.— Astrophys. J. Lett., 1982, N 1, pt. 1, p. L7—11.
5. *Alloin D., Laques P., Pelat D., Despiau R.* Bi-dimensional H_α photometry over the nuclear region of NGC 1068.— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1981, vol. 43, p. 231—238.
6. *Cherepashchuk A. M., Lyutyi V. M.* Rapid variation of H_α intensity in the nuclei of Seyfert galaxies NGC 4151, 3516, 1068.— Astrophys. Lett., 1973, vol. 13, p. 165—168.

УДК 523.75

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И КОНТУРОВ ЛИНИИ H_α ВО ВРЕМЯ ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗЫ ДВУХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

А. Н. Бабин, А. Н. Коваль

Изучаются контуры и линейная поляризация линии H_α в двух вспышках: балла 2 В и 1 В. В исследуемых вспышках одновременно наблюдаются три вида эмиссионных контуров: практически симметричные, с абсорбцией и без абсорбции в центре линии, и асимметричные. Во всех случаях в контурах можно выделить две составляющие: I — эмиссия, вносящая основной вклад в центральной части линии; II — эмиссия, дающая протяженные крылья. Эмиссия II показывает сдвиг в целом в красную сторону спектра. Для симметричных контуров соответствующее движение излучающего ядра в сторону фотосферы происходит со скоростью 10—20 км/с, оно прекращается на более поздней стадии вспышки. Для асимметричных контуров направленная вниз лучевая скорость достигает 40—60 км/с. Распределение эмиссии во всех контурах хорошо соответствует доплеровскому, скорости макроскопических движений атомов 100—180 км/с.

При исследовании линейной поляризации во вспышке балла 2 В для шести эмиссионных образований из 20, а во вспышке балла 1 В для одного из пяти рассмотренных обнаружена линейная поляризация излучения. В отличие от [7] поляризация эмиссии наблюдается или по всему контуру или только в центральной части линии. Величина степени поляризации и азимут плоскости поляризации заметно изменяются при переходе к соседним точкам (в пределах нескольких угловых секунд) одного и того же вспышечного узла.

THE INVESTIGATION OF LINEAR POLARIZATION AND H_α-LINE PROFILES DURING IMPULSIVE PHASE OF TWO SOLAR FLARES, by *A. N. Babin, A. N. Koval.*— The linear polarization and H_α-line profiles in an importance 2B and 1B flares have been studied. Three types of the emission line profiles were observed simultaneously: nearly symmetrical profiles with and without absorption in the line center and asymmetrical profiles. Two components of the line profiles can be distinguished: I — emission contributing mainly in the center of the line; and II — the emission contributing to the extended wings. The second type of emission shows a redward shift in the spectrum. For the symmetrical profiles the velocity of the emitting core motion toward the photosphere is equal to 10 — 20 km/s, but it stops at the later phase of a flare. In case of asymmetrical profiles the downward light-of-sight velocity amounts to 40—60 km/s. The emission distribution in all profiles is in good agreement with the Doppler effect according to the velocities of macroscopic motions of atoms 100—180 km/s.

The linear polarization is revealed in six of twenty emission details for an importance 2B flare and in one of five ones for an importance 1B flare. In contrast with [7] the polarization is observed either over the whole profile or in the central part of the line only.

The value and the direction of polarization noticeably changes when we pass to the neighbour places (within 2—3 arc seconds) of the same flare knot.

Согласно современным теориям вспышка в хромосфере является вторичным процессом, а энергия в хромосферу поставляется из короны, в которой происходят основные вспышечные процессы [1]. Предполагается существование нескольких форм переноса энергии из короны в хромосферу, одна из которых — бомбардировка хромосферы высокоэнергичными частицами. Если атомы водорода возбуждаются пучком быстрых электронов, то излучение в линиях водорода должно быть линейно поляризовано (ударная поляризация) [2]. Прохождение пучков электронов может также возбуждать осциллирующие электрические поля, которые переводят плазму в турбулентное состояние. При этом (в случае анизотропного распределения низкочастотных электрических полей) излучение в линиях водорода также будет линейно поляризованным [3]. Наблюдение линейной поляризации эмиссионных линий во время импульсной фазы вспышки могло бы быть прямым свидетельством возбуждения хромосферы пучком быстрых электронов.

Импульсная фаза вспышек — наиболее важная с теоретической точки зрения, однако вследствие внезапности и короткой продолжительности она наиболее трудна для наблюдений. Поэтому спектры вспышек в импульсной фазе получены лишь для нескольких крупных событий, например [4—6].

Продолжая начатые ранее исследования [7, 8], здесь мы изучаем линейную поляризацию эмиссии в линии H_α двух вспышек (балла 2В и 1В) во время импульсной фазы. Спектры вспышек сняты при хороших изображениях с короткими экспозициями, что позволило получить уверенные контуры линии H_α, которые исследуются нами и могут оказаться полезными для сравнения теорий с наблюдениями.

1. Наблюдения

Спектральные наблюдения в линии H_α проводились с анализаторами линейной поляризации на КГ-2 и БСТ-2 аналогично [7]. В качестве анализатора линейной поляризации использовалась призма из стекла и шпата.

Вспышка 26.07 1981 г. балла 2В (X 3,5) возникла в хвостовой части большой юго-восточной группы пятен, $\rho = 0{,}55$ (рис. 1). Группа характеризо-

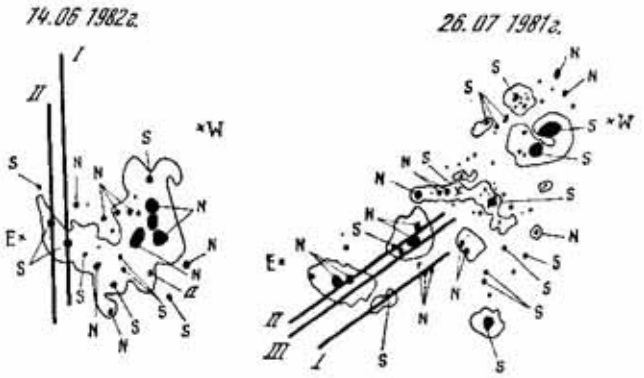


Рис. 1. Зарисовки групп пятен, в которых произошли изучаемые вспышки, с отмеченными (римскими цифрами) положениями щели спектрографа

валась сложной структурой магнитного поля, наличием δ-конфигураций, в области одной из них и располагался самый яркий узел вспышки, для которого были получены спектрограммы. Положение щели спектрографа отмечено на рис. 1 (*I—III*). Согласно SGD вспышка сопровождалась сложным импульсным всплеском, начавшимся в 13^h49^m UT. Кроме того, на спутнике SMM был зарегистрирован всплеск γ-излучения в интервале времени $13^h53^m18^s$—$13^h54^m40^s$ UT. Эти данные свидетельствуют о том, что в исследуемой вспышке происходил импульсный процесс ускорения частиц.

Фотографирование спектров H_α было начато на Большом коронографе КГ-2 в $13^h46^m40^s$ UT, т. е. за 2 мин 20 с до начала импульсного всплеска. На первой спектрограмме в линии H_α видны две эмиссии типа усов и три эмиссионных ядрышка с небольшой красной асимметрией. У одного из ядрышек, расположенного на пятне, кроме линейчатой видна и слабая непрерывная эмиссия (н. э.). Положение н. э. на 0″,5 не совпадает с положением эмиссии в центре H_α, размер н. э. (полная полуширина) 4″,5, контраст по отношению к локальной невозмущенной фотосфере 0,906, контраст по отношению к пятну, на котором она располагалась, 1,14.

Фотосферная линия Fe I λ6569,22 Å показывает сложную картину движений в пятне, на котором располагалась вспышка: сдвиг линии в синюю и на небольшом участке в красную сторону спектра.

На двух последующих спектрограммах видна сильно асимметричная эмиссия (красная асимметрия), протяженность красного крыла достигает ~5,5 Å. Начиная с 13^h50^m UT появилась эмиссия с протяженными крыльями.

С $13^h52^m40^s$ UT спектры снимались сериями по три. Съемка серии занимала ~10 с, интервалы между сериями около 1,5 мин (в это время проводилось сканирование области вспышки и визуально выбирались наиболее интересные места). В течение съемки серии изображение Солнца на щели несколько смещалось из-за ряда инструментальных эффектов.

Всего снято пять серий спектрограмм, экспозиции $^1/_8$, $^1/_{15}$ и $^1/_{30}$ с, и отдельные спектры в начальной и послемаксимальной фазах. Примеры спектрограмм вспышки приведены на рис. 2.

На спектрограммах, полученных в послемаксимальной фазе вспышки, начиная с $13^h57^m40^s$ виден темный выброс в синюю сторону спектра (см. рис. 2, *в*, *г*). Лучевая скорость выброса достигает 250 км/с. Интересной особенностью данного выброса является то, что темный выброс окружен ярким гало. Контраст гало (интенсивность гало, отнесенная к интенсивности невозмущенной фотосферы в данной длине волны) достигает 17%. Одно из возможных объяснений характерной формы выброса состоит в том, что это была петля, в которой происходило вращение вещества.

Вспышка 14.06 982 г. балла 1 В возникла в хвостовой части северо-восточной группы (p = 0,87), представляющей собой большое пятно, в полутени которого находились ядра разной полярности (см. рис. 1). Согласно SGD вспышка сопровождалась импульсным радиовсплеском, рентге-

новским всплеском (1—8 и 0,5—4 Å), внезапным ионосферным возмущением.

Спектральные наблюдения вспышки, выполненные на БСТ-2, относятся к максимальной и послемаксимальной фазам импульсного всплеска. Спектры сняты в $06^h26^m20^s$, $06^h27^m20^s$ и $06^h28^m50^s$ UT, положение щели спектрографа отмечено на рис. 1. В $06^h26^m20^s$ и $06^h28^m50^s$ фотографировалось примерно одно и то же место вспышки (см. *I* на рис. 1), а в $06^h27^m20^s$ — другое (*II*), экспозиции $0^s.2$. Спектрограммы вспышки приведены на рис. 3.

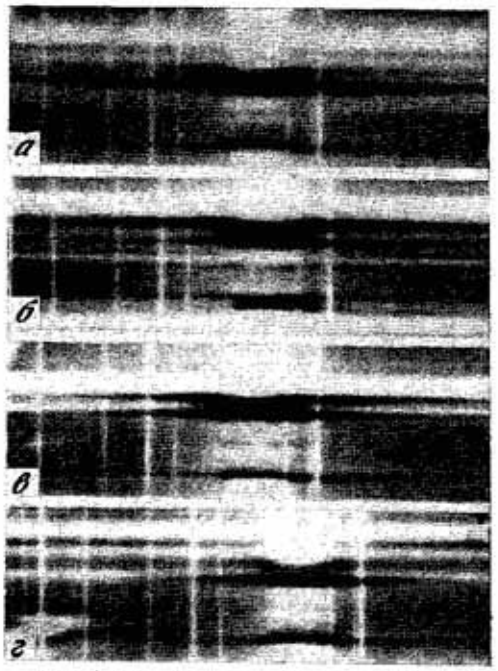


Рис. 2. Примеры спектрограмм вспышки 26.07 1981 г.

а — $13^h54^m30^s$, *б* — $13^h56^m05^s$; *в* — $13^h57^m40^s$; *г* — $14^h00^m10^s$ UT

2. Исследование контуров линии H_α

Как мы уже отмечали выше, спектрограммы вспышек получены при хороших изображениях с короткими экспозициями, что позволило выявить ряд особенностей в контурах линии H_α, на которых мы хотим остановиться.

Следует отметить, что в исследуемых вспышках одновременно наблюдаются два вида эмиссионных контуров: 1) с абсорбционным провалом в центре линии H_α и 2) без провала. Вид контура в данном эмиссионном узле сохраняется, со временем изменяется только яркость и протяженность крыльев.

а) **Асимметрия эмиссии.** Согласно [9] асимметрия наиболее четко выражена на протяжении 4 мин до максимума и 4 мин после максимума вспышки.

Во вспышке 26.07 1981 г. асимметрия выражена слабо: эмиссия с протяженными крыльями практически симметрична. В то же время в области полутени пятна наблюдался эмиссионный выброс в красную сторону, который виден в течение всего времени наших наблюдений.

На рис. 4—6 приведены примеры контуров линии H_α во вспышке, относящиеся к трем различным моментам: 1) во время всплеска γ-излучения, 2) на спаде импульсной фазы, 3) после максимума вспышки (по спектру).

На рис. 7 показаны контуры линии H_α во вспышке 14.06 1982 г., из которых видно, что во вспышке одновременно существуют ядра, дающие симметричную эмиссию, а также эмиссию с ярко выраженной красной асимметрией.

На рис. 4—7 штрихами нанесена линия, проходящая через середины хорд, которые соединяют равные интенсивности в синем и красном крыле («линия симметрии» контуров).

Рассмотрим контуры, в которых нет абсорбционного провала. Мы видим, что в центральной части контуров ось симметрии практически совпадает с положением центра невозмущенной линии H_α, в то время как в крыльях наблюдается сдвиг эмиссии в целом на 0,2—0,4 Å в красную сторону спектра (см. рис. 4 и рис. 7, *а*). Исходя из этого, можно высказать предположение, что контуры образованы наложением по крайней мере двух эмиссий: центральной, почти неподвижной, и эмиссии с протяженными крыльями. Излучающие эту эмиссию элементы вспышки движутся с лучевой скоростью 10—20 км/с.

Во вспышке 26.07 1981 г. эмиссия с абсорбцией в центре линии также сдвинута в целом в красную сторону спектра на 0,2—0,3 Å (лучевая скорость

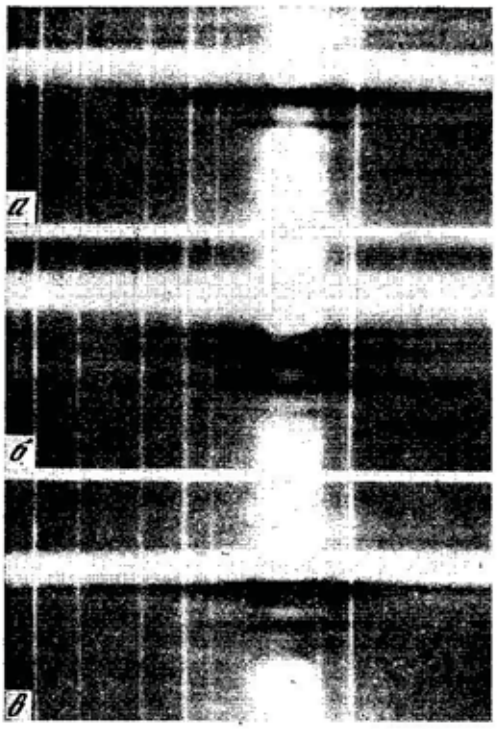


Рис. 3. Спектрограммы вспышки 14.06 1982 г.

а — $06^h26^m20^s$; *б* — $06^h27^m30^s$; *в* — $06^h28^m50^s$ UT

10—15 км/с). Абсорбционный провал не сдвинут (см. рис. 5). Если мы будем рассматривать контуры без учета сдвига эмиссии в целом, то можно сделать вывод, что в данном случае наблюдается красная асимметрия, так как эмиссионный пик более яркий с красной стороны спектра. Подобные теоретические контуры линии H_α получаются от расширяющегося с градиентом скорости плоскопараллельного слоя [10].

На более поздней стадии развития вспышки сдвиг эмиссии в целом не наблюдается, т. е. движение излучающего элемента прекращается (см. рис. 6, *в* и рис. 7, *д*).

Рассмотрим также односторонний яркий выброс, наблюдавшийся в полутени пятна во вспышке 26.07 1981 г. (рис. 8), и асимметричную эмиссию во вспышке 14.06 1982 г. (рис. 7, *г*).

По характерному виду контуров (резкому изменению градиента интенсивности в красном крыле) можно сделать заключение, что здесь также имеет место наложение двух эмиссий: центральной, более сильной, и протяженной, более слабой. Ранее [11] было получено, что контуры вспышки-выброса на лимбе представляют собой наложение нескольких эмиссий, движущихся с различными скоростями. В [11] анализировались суммарные контуры, так как невозможно было разделить наложившиеся эмиссии.

Попытаемся выделить наложившиеся эмиссии в изучаемых нами выбросах. Как видно из рис. 7, *г* и 8, линия симметрии суммарного контура сильно смещается в красную сторону спектра при переходе от центра линии H_α в крыло. Предположим, что в далеком красном крыле нет наложения эмиссий. Представим эмиссию красного крыла в логарифмических осях ($\lg \Delta r_\lambda$, $\Delta\lambda^2$). Если эмиссия красного крыла представляет собой сильно смещенную в целом в красную сторону спектра эмиссию, то за нуль-пункт для отсчета $\Delta\lambda$ мы должны взять положение линии симметрии контура в крыле. На рис. 9 представлены построенные таким образом контуры, которые хорошо ложатся на прямую, а отклоняются от прямой лишь точки, где начинается наложение эмиссий. Достроив центральную часть контура по прямым в логарифмических осях, мы получим контур протяженной эмиссии (нанесены кружками на рис. 7 и 8).

Таким образом, контур асимметричной эмиссии во вспышке 14.06 1982 г. и яркого выброса во вспышке 26.07 1981 г. хорошо представляется наложением двух эмиссий. Излучающее эмиссию с протяженными крыльями вещество движется с лучевой скоростью 40—60 км/с в сторону фотосферы. Распределение эмиссии в контуре хорошо соответствует доплеровскому для движений атомов со скоростями 80—95 км/с.

б) Механизм расширения эмиссии. Этому вопросу посвящено много исследований, тем не менее остается ряд неопределенностей, так как для разных вспышек получаются различные механизмы расширения. Как отмечалось в [12], в разных случаях могут играть преобладающую роль различные причины расширения. Кроме того, в [11, 13] было показано, что исследование контуров по спектрограммам, полученным при плохом разрешении и плохом качестве изображений, может приводить к фиктивным резуль-

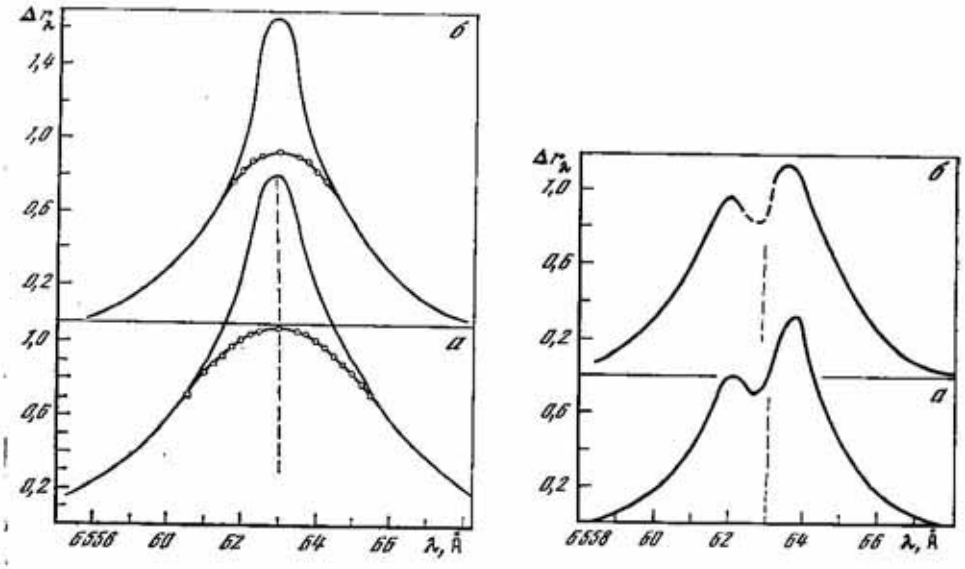


Рис. 4. Контуры линии H_α в одном из ядер вспышки 26.07 1981 г.

а — $13^h54^m30^s$; *б* — $13^h54^m40^s$ UT. Кружки — достроенная центральная часть контура с протяженными крыльями

Рис. 5. То же, что на рис. 4, но в другом ядре

а — $13^h56^m00^s$; *б* — $13^h54^m05^s$ UT

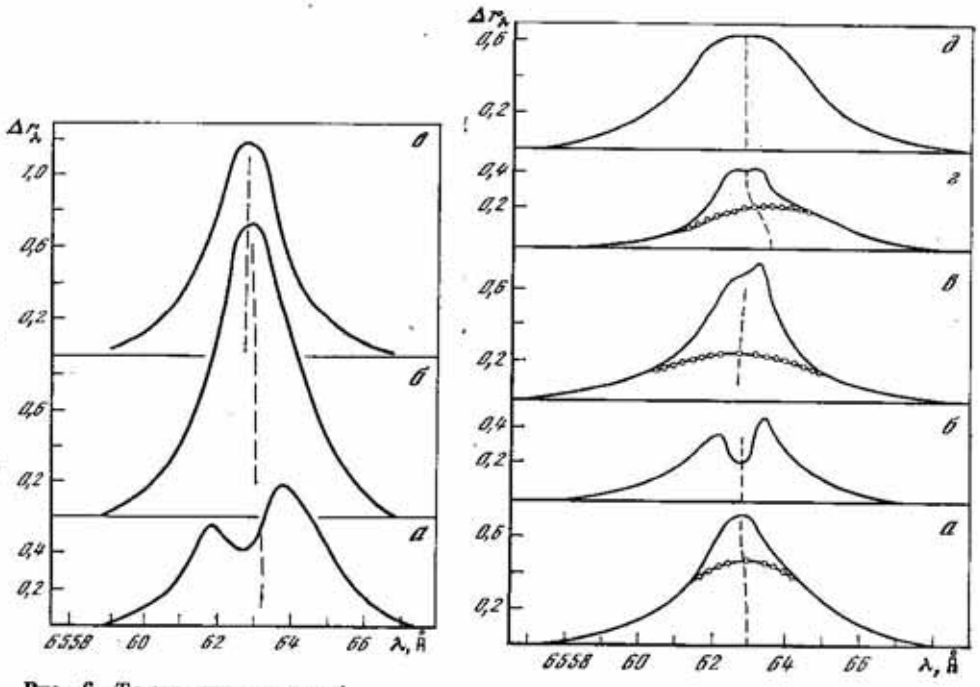


Рис. 6. То же, что на рис. 4

а, *б* — $13^h57^m35^s$; *в* — $14^h00^m10^s$ UT

Рис. 7. То же, что на рис. 4, но для вспышки 14.06 1982 г.

а — $06^h26^m20^s$; *б* — *г* — $06^h27^m20^s$; *д* — $06^h28^m50^s$ UT

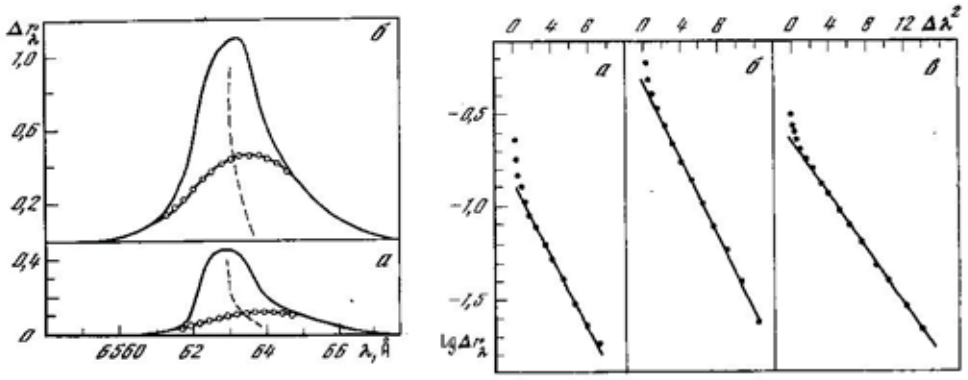


Рис. 8. Контуры линии H_α в эмиссионном выбросе, вспышка 26.07 1981 г.

а — $13^h54^m30^s$; *б* — $13^h56^m00^s$ UT. Обозначения те же, что на рис. 4

Рис. 9. Эмиссия красного крыла линии H_α в логарифмических осях ($\lg \Delta r_\lambda$, $\Delta\lambda^2$)

а, *б* — выброс во вспышке 26. 07 1981 г.; *в* — асимметричная эмиссия во вспышке 14.06 1982 г.

татам вследствие наложения различным образом расширенных эмиссий.

Как видно из рис. 4, контур линии H_α в данном узле вспышки за короткое время сильно изменяется, особенно в крыльях. Следовательно, надежные результаты, относящиеся к определенному месту вспышки и определенному моменту ее развития, могут быть получены лишь при хороших изображениях и короткой экспозиции, что имеет место в нашем случае. Однако и здесь

Дата, время UT	$I_0/I_{нс}$	Δλ, Å	$v_к$, км/с	$v_ц$, км/с	ξ_t, км/с	Примечания
26.07 1981 г.						
$13^h54^m30^s$	1,9	>12	9	4	180	Контур без абсорбции в центре H_α
	1,8	>12	11	4	161	То же
13 54 40	1,65	10	9	4	125	» »
13 56 00	1,12	9	11	—	107	Контур с абсорбцией в центре H_α. В графе $I_0/I_{нс}$ приведена интенсивность красного пика
	1,25	10	9	—	125	То же
13 56 10	0,92	10	9	—	116	» »
13 57 30	0,8	8	18	—	96	» »
	1,65	8	11	7	90	Контур без абсорбции в центре H_α
13 57 35	0,8	9	11	—	98	Контур с абсорбцией в центре H_α
	2	9	5	0	103	Контур без абсорбции в центре H_α
13 57 40	0,7	9	14	—	105	Контур с абсорбцией в центре H_α
		9	7	0	100	Контур без абсорбции
14 00 10	1,18	8	0	0	98	То же
14 00 15	1,26	9	0	0	100	» »
14.06 1982 г.						
$6^h26^m20^s$	0,77	11	7	0	122	Контур без абсорбции в центре H_α
6 27 20	0,48	10	0	0	103	
	0,70	11	—4	0	143	
	0,48	4	34,5	0	112	Асимметричная эмиссия. В графе Δλ приведена протяженность красного крыла, в графе $v_к$ — скорость, соответствующая сдвигу эмиссии в крыле
6 28 40	0,70	12	0	0	134	Контур без абсорбции в центре H_α

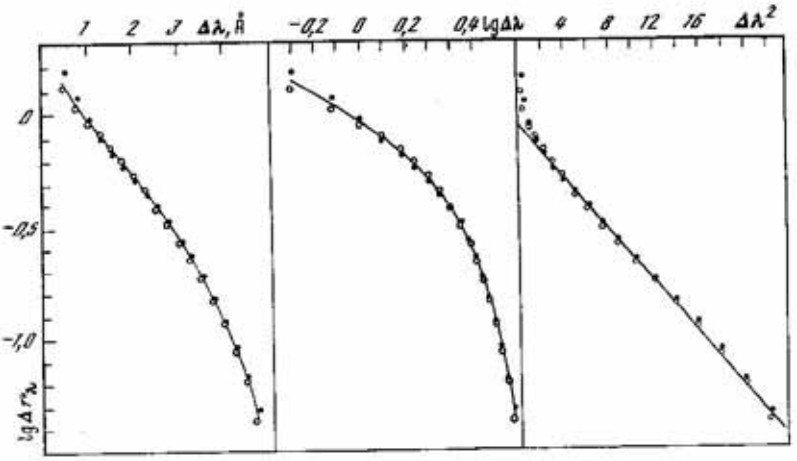


Рис. 10. Сравнение наблюдаемого контура H_α во вспышке 26.07 1981 г. в $13^h54^m40^s$ UT с зависимостью $I_\lambda \sim e^{-a\Delta\lambda}$, эффектом Штарка и эффектом Доплера

Точки — синее крыло, кружки — красное

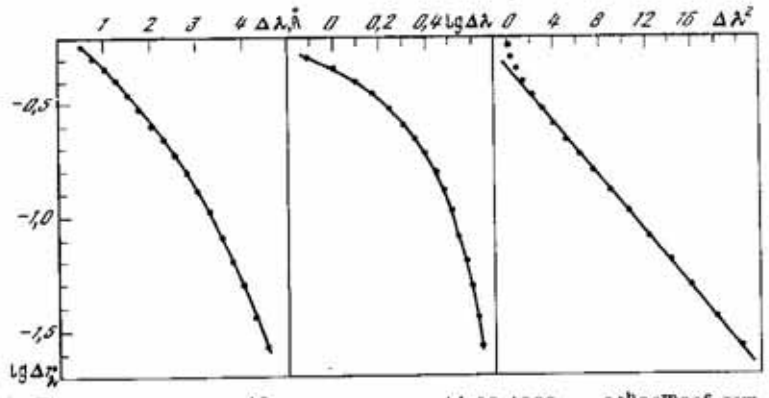


Рис. 11. То же, что на рис. 10, для вспышки 14.06 1982 г., $06^h26^m20^s$ UT

остаются трудности, связанные с тем, что вспышка в H_α не однородное образование, а состоит из узелков, дающих протяженные крылья, и окружающей их диффузной материи [14]. Разделить эти эмиссии можно благодаря различию в них физических условий.

Исследование механизма расширения контуров проводилось с учетом движения излучающего узла. Контуры строились в осях ($\lg \Delta r_\lambda$, $\Delta\lambda$), ($\lg \Delta r_\lambda$, $\lg \Delta\lambda$) и ($\lg \Delta r_\lambda$, $\Delta\lambda^2$). Из рассмотрения поведения наблюдавшихся контуров в различных осях (см. примеры на рис. 10 и 11) можно сделать следующие выводы.

1. Ни для одного контура нельзя провести прямую в штарковских осях ($\lg \Delta r_\lambda$, $\lg \Delta\lambda$).

2. Во всех случаях начиная с расстояний $\Delta\lambda = 1{,}5$—$2{,}25$ Å точки ложатся на прямую в доплеровских осях ($\lg \Delta r_\lambda$, $\Delta\lambda^2$), не показывая систематических отклонений.

3. Лишь для нескольких (двух-трех из 20 исследованных) контуров распределение интенсивности неплохо аппроксимируется прямой и в осях ($\lg \Delta r_\lambda$, $\Delta\lambda$).

Некоторые параметры, характеризующие эмиссионные контуры линии H_α во вспышках 26.07 1981 г. и 14.06 1982 г., представлены в таблице.

В первом столбце приведены дата и время получения спектрограммы, во втором — центральная интенсивность контура, выраженная в единицах интенсивности непрерывного спектра невозмущенной фотосферы на данном ρ, в третьем — общая протяженность крыльев, в четвертом — сдвиг эмиссии

в крыле $v_к$, в пятом — сдвиг эмиссии в центральной части контура, в шестом — величина макроскопической скорости, в седьмом — примечания.

Таким образом, мы приходим к заключению, что протяженная эмиссия, возникающая в ядрах вспышки, расширена мощными макроскопическими движениями атомов, скорости которых составляют 100—180 км/с, что согласуется с результатами, полученными в [15] при исследовании спектров сильных хромосферных вспышек.

3. Поляризация

Методика обработки спектрограмм для определения степени поляризации эмиссии вспышки в линии H_α была той же, что и в [7]. Для определения степени поляризации эмиссии измерялась ее интенсивность на двух спектрограммах в ортогональных поляризациях, полученных одновременно:

$$p = (I_\perp - I_\parallel)/(I_\perp + I_\parallel). \quad (1)$$

Для нахождения инструментальной поляризации в качестве неполяризованного источника брался спектр невозмущенной области фотосферы на той же спектрограмме. Как и в [7], при определении степени поляризации мы не выделяли «чистой эмиссии», т. е. не вычитали из эмиссионного контура контур H_α в невозмущенной фотосфере, поэтому в знаменатель формулы (1) входит величина интенсивности эмиссии вспышки и «подложки».

Во вспышке 26.07 1982 г. исследовалась поляризация 20 эмиссионных контуров линии H_α, относящихся к различным местам вспышки и разным моментам времени. Для шести из них мы получили степень поляризации, отличающуюся от инструментальной на величину $> 3\sigma$. Для остальных величина поляризации в пределах ошибок измерений не отличается от инструментальной.

Во вспышке 14.06 1982 г. поляризация определялась для пяти эмиссионных контуров. Только для одного из них мы получили заметную поляризацию.

В данных вспышках не обнаружено преобладания поляризации эмиссии в красном крыле линии H_α, как это было для сильно асимметричных эмиссий [7]. Поляризация наблюдается или по всему контуру, или в центральной части линии. На рис. 12—14 представлен ход степени поляризации с длиной волны для некоторых эмиссионных ядер и ход с длиной волны инструментальной поляризации.

Выше мы отмечали, что съемка спектров вспышки 26.07 1981 г. производилась сериями по три, время получения серии 10 с. За время съемки серии изображение Солнца на щели незначительно смещалось (на несколько секунд дуги), вследствие чего на каждом спектре получалось несколько другое место вспышки.

На рис. 12 приведен ход степени поляризации с длиной волны для одной эмиссионной детали на трех спектрограммах, полученных в течение одной серии в $13^h54^m5^s$ UT. На рис. 13 то же приведено для двух спектрограмм серии $13^h56^m05^s$ UT. Чтобы не загромождать рисунок, среднеквадратичные ошибки нанесены только для одного момента времени. Мы видим, что за время съемки серии величина поляризации эмиссии изменяется.

Такой же результат получается и во вспышке 14.06 1982 г. На рис. 14 представлен ход поляризации с длиной волны для примерно одного и того же места вспышечного узла в $06^h26^m20^s$ UT (поляризация отсутствует) и в $06^h28^m40^s$ UT (поляризация в центральной части линии H_α). Это указывает либо на быстрые изменения поляризации со временем, либо на заметные изменения ее при переходе к соседним местам (в пределах нескольких угловых секунд) одного и того же вспышечного узла. Рассмотрение временнóго хода величины поляризации показывает, что обнаруживается тенденция к увеличению поляризации эмиссии данного вспышечного ядра со временем.

Сравним наши результаты с полученными в [16]. Измерения линейной поляризации эмиссии в линии S I λ 1437 Å во вспышке балла SB показали,

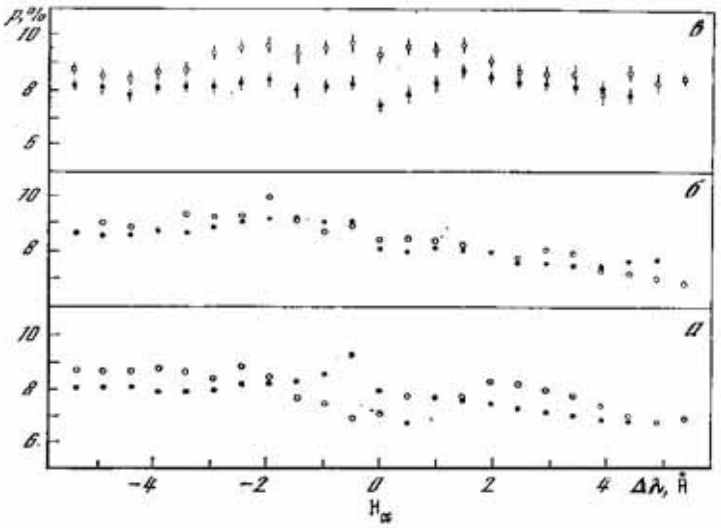


Рис. 12. Ход степени поляризации с длиной волны в одном из эмиссионных ядер вспышки 26.07 1981 г. (кружки) и инструментальной поляризации (точки)

а — $13^h54^m30^s$; *б* — $13^h54^m35^s$; *в* — $13^h54^m40^s$ UT

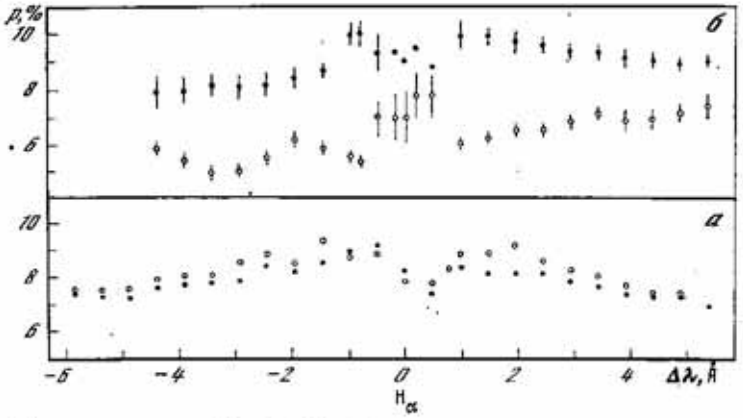


Рис. 13. То же, что на рис. 12, но для другого эмиссионного ядра

а — $13^h56^m00^s$; *б* — $13^h56^m05^s$ UT

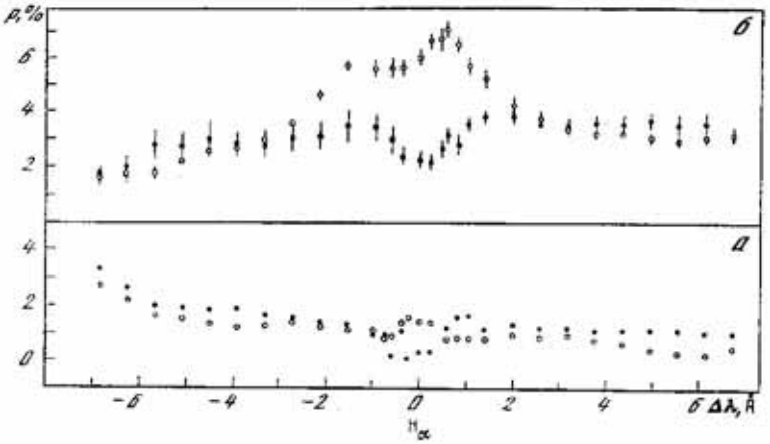


Рис. 14. То же, что на рис. 12, но для эмиссионного узла вспышки 14.06 1982 г.

а — $06^h26^m20^s$; *б* — $06^h28^m50^s$ UT

что во время фазы затухания мягкого рентгеновского излучения в трех из шести эмиссионных точек наблюдалась поляризация до 25%. Одна из точек была в эмиссии и во время всплеска жесткого рентгеновского излучения, но степень поляризации ее была незначительна. Во время максимума мягкого рентгеновского излучения ни одна эмиссионная точка не показала заметной поляризации. Намечающийся временной ход величины степени поляризации, полученный для наших вспышек, находится в согласии с [16].

Так как наши наблюдения проведены лишь при одном положении анализатора линейной поляризации (оси призмы составляли с щелью спектрографа угол 45°), то мы не можем определить направление плоскости поляризации. Оценим, насколько условия наблюдений благоприятствовали выявлению ударной поляризации.

Если пучок электронов распространяется в вертикальном направлении, то возбуждаемое излучение в линии поляризовано в направлении пучка, т. е. вдоль вертикали. Следовательно, проекция направления колебаний электрического вектора на солнечный диск совпадает с направлением на центр солнечного диска [16].

Для вспышки 26.07 1981 г. направление щели составляло с направлением на центр солнечного диска угол ~29°, так что поляризационная ось одного пучка, даваемого призмой, составляла с указанным направлением угол 16°, а другая 74°. Таким образом, в данном случае ориентация осей была благоприятной для обнаружения ударной линейной поляризации [16]. Направление колебаний электрического вектора ближе к радиальному в тех случаях, когда обнаруженная поляризация эмиссии превышает величину инструментальной поляризации, и ближе к тангенциальному, когда она меньше инструментальной.

Обращает на себя внимание то, что для серии снимков в $13^h56^m05^s$ направление колебаний электрического вектора на двух соседних кадрах изменяется от преимущественно тангенциального к радиальному. Здесь, по-видимому, имеет место обнаруженное нами в [8] явление тонкой структуры поляризованных элементов вспышки: в некоторых вспышечных узлах на протяжении нескольких секунд дуги изменяется не только величина, но и знак поляризации, определяемой согласно (1).

Для вспышки 14.06 1982 г. поляризационные оси призмы были ориентированы одна под углом 42°, а другая 48° к направлению на центр солнечного диска. Таким образом, здесь ориентация осей была неблагоприятной для выявления ударной поляризации, обусловленной пучком быстрых электронов, распространяющихся в вертикальном направлении. Однако следует заметить, что магниточувствительные линии Fe I λ6569,22 Å и Ti II λ6559,58 Å, которые видны на поляризационных спектрограммах, показывают, что там, где видна протяженная H_α-эмиссия, магнитное поле не продольное, м поперечное. Следовательно, здесь пучок быстрых электронов может приходить в область H_α-вспышки не по нормали к поверхности Солнца, а под заметным углом, который определяется сложной структурой магнитного поля в этом месте.

4. Выводы

Изучение спектров, полученных во время импульсной и более поздней фаз вспышек 26.07 1981 г. и 14.06 1982 г., показало следующее.

1. Во вспышке одновременно наблюдаются три вида эмиссионных контуров линии H_α: симметричные контуры с абсорбцией в центре линии H_α, без абсорбции и сильно асимметричные. Контуры линии H_α могут быть представлены наложением по крайней мере двух эмиссий: I — наблюдаемая в центральной части контура и являющаяся свечением окружающей ядро вспышки хромосферы, II — дающая протяженные крылья и относящаяся к ядру «собственно вспышки». Эмиссия I не показывает движения, в то время как эмиссия II обнаруживает сдвиг в целом в красную сторону спектра. Излучающие симметричную эмиссию с протяженными крыльями ядра вспышки движутся в сторону фотосферы с лучевыми скоростями 10—20 км/с. Движе-

ние этих ядер прекращается на более поздней стадии вспышки. В случае асимметричных контуров излучающее протяженную эмиссию вещество движется вниз с лучевой скоростью 40—60 км/с.

2. Распределение эмиссии в контурах хорошо соответствует доплеровскому, скорости макроскопических движений атомов 100—180 км/с.

3. В шести из 20 исследованных контуров линии H_α в случае вспышки 26.07 1981 г. и в одном из пяти исследованных для вспышки 14.06 1982 г. обнаружена линейная поляризация. Поляризация эмиссии наблюдается или по всему контуру, или только в центральной части линии H_α в отличие от [7], где для сильно асимметричных эмиссий получено преобладание поляризации в красном крыле.

Намечается тенденция увеличения степени поляризации в данном вспышечном узле со временем.

Величина степени поляризации и азимут плоскости поляризации заметно изменяются при переходе к соседним точкам (в пределах нескольких угловых секунд) одного и того же вспышечного узла.

Авторы благодарны А. Б. Северному за обсуждение результатов и Н. А. Фроловой за помощь в обработке спектрограмм.

Октябрь 1983 г.

Литература

1. *Алтынцев А. Т., Банин В. Г., Куклин Г. В., Томозов В. И.* Солнечные вспышки. М.: Наука, 1982, гл. 2.
2. *Kleinpoppen H., Kraiss E.* Cross section and polarization of the H_α line by electron impact exitation.— Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 20, N 8, p. 301.
3. *Жужунашвили А. И., Окс Е. С.* Методика оптических поляризационных измерений спектра ленгмюровской турбулентной плазмы.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 6, с. 2142—2156.
4. *Банин В. Г.* Развитие спектров хромосферных вспышек во взрывной фазе на примере вспышки 26.IX 1963.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1965, т. 33, с. 118.
5. *Zirin H., Tanaka K.* The flares of august 1972.— Solar Phys., 1973, vol. 32, p. 173—207.
6. *Hiei E., Tanaka K., Watanabe T., Akita K.* Optical and X-ray flare event of 13 May 1981.— In: Hinotory Symp. on Solar flares Inst. of Space and austronautical sci. Tokyo, Japan, January 27—29, 1982, p. 208.
7. *Бабин А. Н., Коваль А. Н.* Исследование линейной поляризации некоторых солнечных эмиссионных образований.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 89.
8. *Бабин А. Н., Коваль А. Н.* О тонкой структуре поляризованных элементов вспышек.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 70.
9. *Svestka Z., Kopecky M., Blaha M.* Qualitative discussion of 244 flare spectra, II.— Bull. Astron. Inst. Czech., 1962, vol. 13, p. 37.
10. *Буслаевский В. Г., Северный А. Б.* Эффект асимметрии эмиссии солнечных вспышек.— В кн.: Звезды, туманности, галактики. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969, с. 129.
11. *Северный А. Б., Коваль А. Н.* Исследование расширения эмиссии сильных линий вспышек и усов. I.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1961, т. 26, с. 3.
12. *Бабин А. Н., Лукьянов С. Ю., Северный А. Б.* и др. Исследование расширения линий водорода в мощном импульсном разряде.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1962, т. 27, с. 52.
13. *Банин В. Г.* О физических условиях в сильных хромосферных вспышках.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1965, т. 34, с. 252.
14. *Бабин А. Н.* Развитие и тонкая структура вспышки 14 июня 1970 г.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 152.
15. *Северный А. Б.* Исследование спектров сильных хромосферных вспышек.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1959, т. 21, с. 131.
16. *Henoux J. C., Chambe G., Semel M.* et al. Impact linear polarization observed in a UV chromospheric line during a solar flare.— Astrophys. J., 1983, vol. 265, N 2, p. 1.

УДК 523.746

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС И ПЛОТНОСТЬ ВЕЩЕСТВА В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Э. А. Барановский

На основании вычислений энергетического баланса в хромосфере вспышки, облучаемой потоком рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения, делается оценка плотности вещества в области образования линий лаймановской и бальмеровской серий. Полученные значения ($9\cdot10^{12}$ и $8\cdot10^{14}$ см$^{-3}$) близки к величинам, определяемым другими способами. Из сравнения величин радиационных потерь для бальмеровских линий и отрицательных ионов водорода делается вывод, что области вспышки с плотностью $n_H > 4\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ не будут светиться в бальмеровских линиях, так как отток поступающей энергии осуществляется здесь за счет свечения ионов H^- при сравнительно низкой температуре. Получено, что значительная часть падающего потока рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения проникает глубже области образования водородных линий, что дает возможность объяснить тем же механизмом появление непрерывного излучения вспышки. Получено, что привлечение жесткого ультрафиолетового излучения к расчетам энергетического баланса в хромосфере вспышек позволяет получить лучшее соответствие между величиной поглощенной энергии и величиной радиационных потерь на разных уровнях хромосферы.

THE ENERGY BALANCE AND PLASMA DENSITY IN SOLAR FLARES, by *E. A. Baranovsky*. — On the basis of energy balance calculations for the flare chromosphere irradiated by the X-ray and far EUV flux the density in the region of formation of Lyman and Balmer lines is estimated. The values derived ($9\cdot10^{12}$ and $8\cdot10^{14}$ cm^{-3}) are in agreement with those obtained by the use of other methods. From the comparison of radiative losses for Balmer lines and for negative hydrogen ions we conclude that the flare regions with density $n_H > 4\cdot10^{15}$ cm^{-3} will not eradiate in Balmer lines, for the absorbed energy will be carried away by the radiation of negative ions at comparatively low temperature. It is shown that a significant part of the incident X-ray and EUV flux penetrates through the region of hydrogen lines formation to the deeper levels, thus permitting us to explain the white light flares by the influence of beforesaid flux. It is shown that the energy balance in the models is achieved more easily if the EUV flux is taken into consideration along with the X-ray flux.

Области солнечных вспышек характеризуются, как известно, большими плотностями. В корональной части вспышек и в переходном слое плотность составляет 10^{10}—10^{12} см$^{-3}$ [1, 2]. В хромосферной части вспышки определение электронной плотности n_e по бальмеровским линиям дает значения 10^{13}—$6\cdot10^{13}$ [1]. Так как здесь водород ионизован не полностью, то определение электронной концентрации дает лишь нижнюю границу для плотности атомов водорода n_H. Наши расчеты моделей вспышек [3, 4], основанные на сравнении теоретических и наблюдаемых величин эмиссии в линиях H_α — H_γ, дают для этой области значение плотности $n_H \sim 10^{14}$—$2\cdot10^{15}$, а $n_e \sim$ $\sim 9\cdot10^{12}$—$8\cdot10^{13}$. Для области образования линий лаймановской серии мы получили величины n_H и n_e около 10^{13} по профилям линий L_α и L_β [4, 5] и по сравнению величин эмиссий в линиях L_α и He I 10830 Å [6].

Вопрос о происхождении больших плотностей в корональной части вспышек обсуждался многими авторами [2, 7, 8]. Здесь мы будем рассматривать только хромосферную часть вспышки, в которой образуются линии лаймановской и бальмеровской серий. Мы сделаем оценку плотности, исходя из представления о нагреве хромосферной части вспышки потоком мягкого рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения. В настоящее время считается общепринятым, что низкотемпературная часть вспышки нагревается за счет притока энергии из корональной части вспышки в виде потока рентгеновского излучения или пучка электронов или совместным действием того и другого. Об относительной роли каждого из двух агентов пока нет

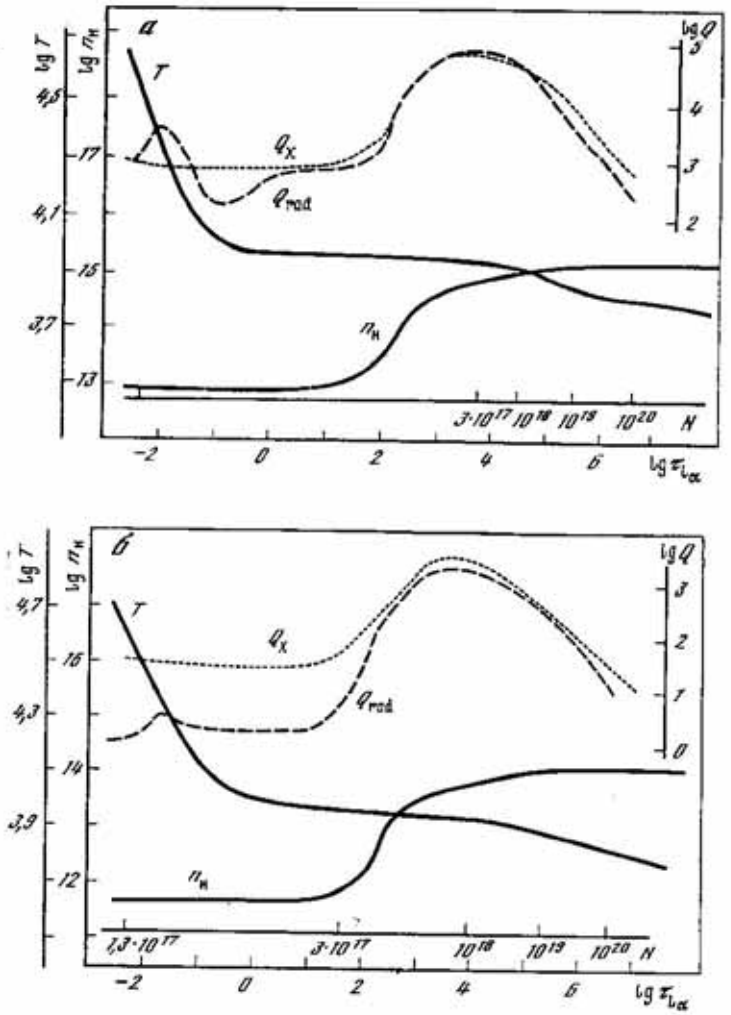


Рис. 1. Температура T, плотность n_H, радиационные потери Q_{rad} и поглощенная энергия рентгеновского и ультрафиолетового излучения Q_X для моделей M1 (*а*) и M2 (*б*)

N — полное число атомов водорода на 1 см², τ_{L_α} — оптическая глубина в линии L_α

единого мнения. В области образования лаймановской серии может играть существенную роль также теплопроводность [4, 9].

Здесь мы приведем результаты расчетов для потока рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения. Величина потока рентгеновского излучения неоднократно определялась из наблюдений [10—13] и в диапазоне 1 Å $< \lambda <$ 120 Å составляет $3\cdot10^7$—$3\cdot10^{10}$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$ у поверхности Солнца. При этом бо́льшая часть потока сосредоточена в области $\lambda >$ 50 Å. Наблюдения вспышек в крайнем ультрафиолете показывают, что поток энергии для длин волн 120—400 Å по порядку величины такой же или превышает поток энергии в рентгеновском диапазоне [10, 14]. Расчеты излучения плазмы с температурой $8\cdot10^5$—$3\cdot10^6$ К [15, 16] также заставляют ожидать больших значений потока излучения для длин волн $\lambda >$ 120 Å.

Попадая в хромосферные слои, рентгеновское и ультрафиолетовое излучение поглощается в них. Мы рассчитываем поглощение на разных глубинах и сравниваем величину поступающей энергии с величиной радиационных потерь. Детали расчета описаны нами в [4], и здесь мы не выписываем соответствующие формулы. Радиационные потери рассчитываются в процессе вычислений функций источников и интенсивностей водородных линий. При

расчете ионизации водорода учитывается влияние коронального коротковолнового излучения.

Такие расчеты мы делаем для моделей вспышек с разной плотностью. Величина потока излучения при этом взята $F_0 = 4 \cdot 10^8$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$. Примерно такая величина F_0 обеспечивает энергетический баланс для вспышек средней мощности [4]. Результаты расчетов для двух из рассчитанных нами моделей вспышек М1 и М2 представлены на рис. 1, *а*, *б*. Плотность вещества в модели М1 в 20 раз больше плотности модели М2. Обе модели соответствуют вспышке средней мощности — эмиссия в L_α равна $\sim 4 \cdot 10^6$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$, а в $H_\alpha \sim 9 \cdot 10^6$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$. Для модели М1 (рис. 1, *а*) величина поглощенной энергии рентгеновского и ультрафиолетового излучений Q_X (эрг·см$^{-3}$·с$^{-1}$) примерно равна величине радиационных потерь Q_{rad} (эрг·см$^{-3}$·с$^{-1}$). Следовательно, такая модель энергетически сбалансирована и может быть стабильной. Для модели с меньшей плотностью (М2, рис. 1, *б*) на всех уровнях $Q_X > Q_{rad}$. В этом случае радиационные потери не обеспечивают оттока поступающей энергии и температура будет расти. При этом рост температуры не приводит к энергетическому балансу, так как с ростом температуры увеличивается ионизация водорода и радиационные потери (на 1 см^3) практически не возрастают.

Зависимость величины поглощенной энергии Q_X и величины радиационных потерь Q_{rad} от плотности вещества для области образования лаймановской серии показана на рис. 2. Как видно из рисунка, для малых плотностей ($n_H < 9 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$) $Q_{rad} < Q_X$. В этом случае радиационные потери не обеспечивают оттока поступающей энергии, следовательно, температура слоев с такой низкой плотностью будет возрастать до значений $T > (200 \div 300) \cdot 10^3$ К. Другими словами, эти слои становятся уже частью короны или переходного слоя и в образовании водородных линий не участвуют. Энергетический баланс в рассматриваемой области, т. е. равенство $Q_X = Q_{rad}$, осуществляется для плотности $n_H \approx 9 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$. Полученная таким образом величина плотности близка к значению, определенному другими способами ($\sim 10^{13}$ см$^{-3}$).

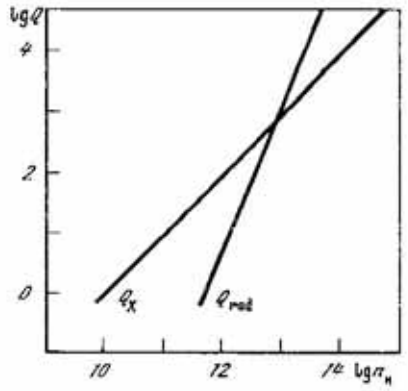
Для области образования бальмеровских линий равенство $Q_X = Q_{rad}$ осуществляется при $n_H \approx 8 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$. Эта оценка плотности не противоречит сделанным раньше определениям плотности по линиям H_α — H_γ (10^{14} — $2 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$).

Как видно из рис. 1, *а*, в слое, где образуются водородные линии, содержится примерно $3 \cdot 10^{18}$ атомов водорода на 1 см^2 (см. величину N на рис. 1). Исходя из этого, можно оценить долю энергии потока рентгеновского и ультрафиолетового излучения, которая поглотится в этом слое. Для интервала длин волн 120—400 Å коэффициент поглощения составляет около 10^{-19} (на один атом водорода), следовательно, оптическая толщина $\Delta\tau = 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{18} = 0{,}3$. Таким образом, около 75% потока проникает в более глубокие и более плотные слои ($e^{-0.3} = 0{,}75$). Для излучения с $\lambda < 120$ Å эта доля еще больше, так как коэффициент поглощения убывает с уменьшением длины волны. Величину коэффициента поглощения в области 1 Å $< \lambda <$ 120 Å мы взяли из [17], а для $\lambda > 120$ Å мы приняли его равным сумме коэффициентов поглощения нейтрального гелия и водорода.

Для плотностей $n_H > 10^{15}$ см$^{-3}$ заметный вклад в радиационные потери Q_{rad} начинают вносить отрицательные ионы водорода. На рис. 3 показана зависимость радиационных потерь для ионов H^- от температуры и плотности. Расчеты сделаны для слоя, оптически тонкого в непрерывном спектре. Радиационные потери на 1 см^3 равны

$$Q_{rH^-} = n_{H^-} \left(\frac{4\pi}{b_{H^-}} \int \varphi_\lambda B_\lambda(T) d\lambda - 4\pi \int \varphi_\lambda J_\lambda d\lambda \right),$$

где n_{H^-} — число отрицательных ионов водорода в 1 см^3, b_{H^-} — мензеловский множитель для ионов H^-, определяемый как $b_{H^-} = n_{H^-}/n^*_{H^-}$, $n^*_{H^-}$ — число ионов H^-, соответствующее состоянию ЛТР: $n^*_{H^-} = n_H n_e \psi_{H^-}(T)$, n_e — электронная плотность, $\psi_{H^-}(T) = 3 \cdot 10^{-22} \cdot T_5^{-3/2} e^{1,7/T_5}$, $T_5 = T/5000$, φ_λ — ко-



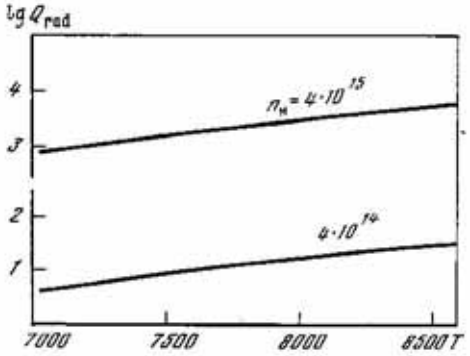


Рис. 2. Радиационные потери Q_{rad} и суммарное поглощение рентгеновского и ультрафиолетового излучения Q_X в области образования лаймановской серии

Рис. 3. Радиационные потери для ионов H^- в оптически тонком слое

эффициент поглощения, $B_\lambda(T)$ — функция Планка, J_λ — средняя интенсивность поля излучения. В нашем случае J_λ определяется излучением от фотосферы, т. е. $J_\lambda = wB_\lambda(T_{ef})$, T_{ef} — эффективная температура, w — фактор дилюции, равный 0,5. Величину b_{H^-} мы вычисляем по формулам, данным в [18, 19]. Рассчитанные таким образом величины Q_{rH^-} для $n_H = 4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ и $n_H = 4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ представлены на рис. 3. Мы видим, что Q_{rH^-} очень быстро возрастает с увеличением плотности. Для $n_H > 4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ и $T = 7500$ К радиационные потери $Q_{rH^-} > 10^3$ эрг·см$^{-3}$·с$^{-1}$, т. е. сравнимы с величиной поглощенной энергии рентгена (см. рис. 1, *а*). Таким образом, для слоев с $n_H > 4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ энергетический баланс устанавливается при сравнительно низкой температуре (~7500 К) — отток поступающей энергии осуществляется излучением в непрерывном спектре. Вследствие низкой температуры (7500 К) эти слои дают лишь незначительный вклад в свечение бальмеровских линий. Увеличение интенсивности непрерывного излучения во вспышке будет зависеть от величины облучающего потока в рентгене F_0. При $F_0 = 3 \cdot 10^8$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$ увеличение интенсивности составит около 2% от невозмущенного уровня.

Полученные соотношения позволяют предположить возможный механизм образования волокнистой структуры вспышек. Если в хромосфере имеются волокна с различной плотностью, то даже при равномерном облучении такой среды рентгеновским излучением в бальмеровских линиях будут светиться только области с $n_H < 4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$. Различие плотности в волокнах может быть следствием действия магнитных полей, всплывания новых магнитных петель, как это имеет место при возникновении фибрилл. Как известно, плотность внутри фибрилл существенно выше плотности окружающего вещества [20].

Вернемся к вопросу об энергетическом балансе в области образования бальмеровских линий. В [4] при расчете энергетического баланса в этой области мы рассматривали два агента — поток рентгеновского излучения с $\lambda < 120$ Å и поток быстрых электронов с энергией от 5 кэВ и выше. Хороший энергетический баланс получался при очень мягком составе электронного пучка — большая часть электронов имела энергию 5—10 кэВ. Нужно иметь в виду, однако, что проникновение таких малоэнергичных электронов в хромосферные слои затруднено сравнительно большой толщей вещества, расположенного между хромосферными слоями и источником электронного пучка (последний по современным представлениям находится в короне в верхней части магнитной петли [21]). Представляется более реальным привлечь для расчетов энергетического баланса наряду с рентгеновским жесткое ультрафиолетовое излучение (120 Å $< \lambda <$ 400 Å). Интенсивность такого излучения во вспышках достаточно велика, о чем мы уже говорили выше. С другой сто-

роны, коэффициент поглощения в этом диапазоне длин волн примерно на порядок выше, чем для рентгеновского диапазона. Жесткое ультрафиолетовое излучение возникает, как и рентгеновское, по всей петле, а не только в ее вершине, как это имеет место для быстрых электронов. Таким образом, источник рентгеновского и ультрафиолетового излучения расположен ближе к хромосферным слоям, чем источник электронов, и ослабление потока в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазоне должно быть не столь сильным, как ослабление потока электронов.

Здесь мы сделали расчеты энергетического баланса для потока излучения в диапазоне 1 Å $< \lambda <$ 400 Å. Распределение энергии потока F_0 по длинам волн соответствует расчетному распределению для плазмы с $T \sim 1{,}5 \cdot 10^6$ К [15]. Хорошее согласие величины поглощенной энергии Q_X и величины радиационных потерь Q_{rad} (см. рис. 1, *а*) достигается в данном случае без участия быстрых электронов в нагреве хромосферных слоев.

Сформулируем основные выводы.

1. Расчет энергетического баланса в хромосферной части вспышки, нагреваемой потоком рентгеновского и жесткого ультрафиолетового излучения (1 Å $< \lambda <$ 400 Å), позволяет сделать выводы о величине плотности в разных слоях. Оценки эти (10^{13}, $8 \cdot 10^{14}$) близки к значениям, определяемым другими способами.

2. Расчет величины радиационных потерь для ионов H^- показал, что области с $n_H > 4 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ не будут светиться в бальмеровских линиях, так как отток поступающей энергии осуществляется свечением ионов H^- при сравнительно низкой температуре ($\sim$7500 К).

3. Учет потока жесткого ультрафиолета (120 Å $< \lambda <$ 400 Å) при расчетах моделей позволяет получить хороший энергетический баланс в области образования водородных линий без предположения о наличии малоэнергичных электронов с энергией около 5—10 кэВ.

4. В области образования водородных линий поглощается около 30% потока рентгеновского (1 Å $< \lambda <$ 120 Å) и ультрафиолетового (120 Å $< \lambda <$ $<$ 400 Å) излучения, а большая часть потока проникает в более глубокие и более плотные слои.

Декабрь 1983 г.

Литература

1. *Svestka Z.* Solar flares. Dordrecht (Holland), 1976, p. 61, 318.
2. *Cheng C. C., Feldman U., Doschek G. A.* What produces the high densities observed in solar flare plasmas?— Astron. and Astroph., 1981, vol. 97, p. 210—212.
3. *Барановский Э. А.* Бальмеровские линии в солнечных вспышках.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 84—89.
4. *Барановский Э. А.* Модель верхней хромосферы и энергетический баланс в области солнечной вспышки.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69, с. 100—108.
5. *Барановский Э. А., Северный А. Б.* Модель хромосферы над активной областью по наблюдениям линий водорода L_α, L_β и ультрафиолетовых линий нейтральных и ионизованных элементов.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 99—107.
6. *Барановский Э. А., Щербакова З. А.* Инфракрасные линии водорода и гелия в спектрах вспышек.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71.
7. *Feldman U., Doschek G. A., Kreplin R. W.* High-resolution X-ray spectrum of the 1979 March 25 solar flare.— Astrophys. J., 1980, vol. 238, p. 365—374.
8. *Antiochos S. K., Sturrock P. A.* Evaporative cooling of flare plasma.— Astrophys. J., 1978, vol. 220, p. 1137—1143.
9. *Somov B. V., Syrovatsky S. I.* On the low-temperature region of chromospheric flares.— Solar Phys., 1974, vol. 39, p. 415—430.
10. *Garriott O. K., Da Rosa A. V., Davis M. J.* et al. Enhancement of ionizing radiation during a solar flare.— Solar Phys., 1969, vol. 8, p. 226—239.
11. *Datlowe D. W., Hudson H. S., Peterson L. E.* Observations of solar X-rays bursts in the energy range 5—15 keV.— Solar Phys., 1974, vol. 35, p. 193—206.
12. *Machado M. E., Duijveman A., Dennis B. R.* Spatial and temporal evolution of soft and hard X-ray emission in a solar flare.— Solar Phys., 1982, vol. 79, p. 85—106.
13. *Dere K. P., Horan D. M., Kreplin R. W.* Solar X-ray emission measured by SOLRADS 9 and 10 during the period July 26 — August 14, 1972.— World Data center A rep. UAG-28, pt. II, p. 298—312.
14. *Kelly P. T., Rense W. A.* Solar flares in the EUV observed from OSO-5.— Solar Phys., 1972, vol. 26, p. 431—440.

15. *Tucker W. H., Koren M.* Radiation from a high-temperature, low-density plasma: the X-ray spectrum of the solar corona.— Astrophys. J., 1971, vol. 168, p. 283—312.
16. *Mewe R.* Calculated solar X-radiation.— Solar Phys., 1975, vol. 44, p. 383—390.
17. *Brown R. L., Gould R. J.* Interstellar absorption of cosmic X-rays.— Phys. Rev. D, 1982, vol. 1, N 8, p. 2252—2256.
18. *Ayres T. R.* Does H^- tryly cool the solar chromosphere?— Solar Phys., 1980, vol. 68, p. 125—134.
19. *Gebbie K. B., Thomas R. N.* On the dependence of T_e upon quantity versus quality the radiation field in a stellar atmosphere.— Astrophys. J., 1970, vol. 161, p. 229—241.
20. *Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цитович В. Н.* Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977, с. 69.
21. *De Jager C.* On the seats of elementary flare bursts.— Solar Phys., 1979, vol. 64, p. 135—142.

УДК 523.94

ИЗМЕРЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВНЕ ПЯТЕН ПО ЛИНИЯМ РАЗНОЙ СИЛЫ

С. И. Гопасюк

Проведено исследование магнитного поля в невозмущенной атмосфере Солнца по данным наблюдений с двойным магнитографом в 21 линии и по наблюдениям с ламбдаметром. Спектральные линии принадлежали разным химическим элементам, имели разные потенциалы возбуждения нижнего уровня и величину магнитного расщепления. Наблюдения выполнены на разных расстояниях от центра линий.

Изучение данных наблюдений показало, что напряженность поля в магнитных элементах и магнитный поток в них увеличиваются с высотой. Наибольшего значения напряженность магнитного поля в элементах достигает на высоте образования центральных частей контура сильных линий λ5324,19 Å Fe I и λ5269,54 Å Fe I, а затем уменьшается. Уменьшение напряженности поля вверх от максимального значения связывается с расхождением силовых линий поля. Рост поля с высотой в фотосфере до максимального значения объясняется наличием электрических токов в тонком слое верхней фотосферы, вблизи уровня образования центральных частей сильных линий λ5324,19 Å Fe I и λ5269,54 Å Fe I.

MEASUREMENTS OF SOLAR MAGNETIC FIELDS OUTSIDE THE SPOTS USING DIFFERENT STRENGTH LINES, by *S. I. Gopasyuk*.— The magnetic field in the quiet solar atmosphere have been studied using the observational data obtained with double magnetoe graph in 21 line and with lambdameter. Spectral lines belonged to different chemical elements, had different potentiale of excitation on the lower level and different magnetic splitting. The observations were made at various distances from the center of the lines.

The analysis of the observational data showed, that the strength of the field in the magnetic elements as well as the magnetic flux increases with height. The maximum of the magnetic field strength coincides with the level where the central parts λ5324,19 Å Fe I and λ5269,54 Å Fe I strong-lines profiles are formed. Then, the magnetic field strength decreases. The decrease of the magnetic field strength is associated with the divergence of field lines. The increase of field strength with height in the photosphere up to the maximum can be explained by the presence of electric currents in the fine layer of the upper atmosphere, i. e. in the vicinity of the center of strong lines formation: λ5324, 19 Å Fe I and λ5269,54 Å Fe I.

Одна из основных особенностей магнитного поля Солнца — его тонкая структура. Выяснение ее свойств имеет принципиальное значение, в частности, для понимания физики всех солнечных образований. Сверхтонкая структура поля пока что не подтверждена прямыми наблюдениями. Заключения о наличии вне пятен неразрешенных элементов с высокой напряженностью поля сделаны косвенно: наблюдаемые по разным линиям различия поля [1—3] отнесены к эффекту насыщения [3, 4]. Такой подход порой приводит к фантастически высоким для Солнца значениям напряженностей поля, а следовательно, и к необычно малым размерам элементов [5].

Недавние исследования [6, 7] показали, что в невозмущенных областях на Солнце и во флоккулах измеряемая напряженность магнитного поля увеличивается с ростом эквивалентной ширины линии. Это справедливо, как следует из наших результатов [6], когда поле определяется по близким к ядру участкам линии. С переходом в крылья линии измеряемая напряженность поля уменьшается. Здесь мы продолжаем изучение этих эффектов магнитного поля по наблюдениям в невозмущенных областях на Солнце.

1. Спектральные линии. Условия и данные наблюдений

В наблюдениях использована 21 линия (табл. 1). Линии принадлежат различным элементам, две из них — ионизованным железу и хрому. Потенциалы возбуждения нижнего уровня $E_н$ этих линий меняются от 0 (резонансные линии) до 4,41 эВ. Эквивалентные ширины W их заключены в пределах от 25 мÅ (λ5219,71 Å Ti I) до 1259 мÅ (λ5172,70 Å Mg I). У 12 линий, в том числе у всех линий железа, принадлежащих мультиплету № 553 и имеющих фактор Ланде $g = 1,5$ — нормальный триплет Зеемана. Остальные девять линий имеют сложное магнитное расщепление. Средневзвешенное по интенсивностям σ-компонентов значение их фактора Ланде g выделено угловыми скобками.

Наблюдения продольной составляющей магнитного поля проводились в центре солнечного диска и у лимба на модернизированном БСТ с двухканальным магнитографом. Входная щель спектрографа всегда бралась равной $1'' \times 2''$, а постоянная времени каждого из каналов магнитографа 1^s. Щели фотометров всегда были одинаковыми по ширине и равными 35,5 мÅ, но положение их относительно центра линии менялось. Материал наблюдений охватывает период с 1976 по 1983 г. Здесь мы использовали только те наблюдения, которые были получены, когда на одном из фотометров (канал II) была установлена линия λ5253,47 Å Fe I и расстояние центров щелей фонометра относительно центра линии составляло 38,75 мÅ (положение щелей I), а на втором фотометре (канал I) — любая приведенная в табл. 1 линия при указанном в табл. 2 расстоянии центров щелей фотометра от центра линии (N = I, II, III, IV, V). Число положений щелей фотометра канала I (табл. 2) бралось в соответствии с шириной конкретной линии. При каждой комбинации щелей фотометра и линий было проведено по нескольку серий

Таблица 1

n	λ, Å	Элемент	Номер мультиплета	W, мÅ	$E_н$, эВ	g
1	4489,75	Fe I	2	81	0,12	1,500
2	4607,34	Sr I	2	36	0,00	1,000
3	4656,47	Ti I	6	55	0,00	⟨0,833⟩
4	5145,10	Fe I	66	44	2,20	1,833
5	5162,28	Fe I	1089	154	4,18	1,400
6	5166,28	Fe I	1	115	0,00	⟨1,800⟩
7	5172,70	Mg I	2	1259	2,71	⟨1,750⟩
8	5192,98	Ti I	4	80	0,02	1,083
9	5217,40	Fe I	553	102	3,21	1,500
10	5219,71	Ti I	4	25	0,02	⟨1,500⟩
11	5229,86	Fe I	553	124	3,28	1,500
12	5234,63	Fe II	49	81	3,22	⟨0,929⟩
13	5237,33	Cr II	43	49	4,07	1,333
14	5247,06	Fe I	1	59	0,09	⟨2,000⟩
15	5250,22	Fe I	1	62	0,12	3,000
16	5253,47	Fe I	553	75	3,28	1,500
17	5269,54	Fe I	15	478	0,86	⟨1,200⟩
18	5302,31	Fe I	553	157	3,28	1,500
19	5324,19	Fe I	553	334	3,21	1,500
20	5367,48	Fe I	1146	157	4,41	⟨0,875⟩
21	5397,13	Fe I	15	239	0,91	⟨1,425⟩

Таблица 2

Канал I, Δλ, мÅ для λ_n из табл. 1					Канал II, Δλ, мÅ для λ5253,47 Å
N = I	II	III	IV	V	I
38,75	74,25	109,75	145,25	180,75	38,75

наблюдений. Калибровка магнитного поля осуществлялась посредством сдвига линии (в соседних с измеряемым полем местах) на величину $\Delta\lambda_K = \pm 26{,}27$ мÅ ($\pm 1{,}5$ км/с для λ5253,47 Å Fe I).

Влияние на сигнал калибровки магнитографа изменения крутизны контура при сдвиге на указанное $\Delta\lambda_K$ даже таких узких линий, как λ 5253,47 Å Fe I и λ5250,22 Å Fe I при выбранных для них щелях фотометров невелико [8].

Часть наблюдений была проведена в стандартной схеме магнитографа. В этом случае с помощью системы фотогида [9] изображение Солнца сканировалось. Размер сканируемого участка поверхности Солнца составлял обычно 200″ × 150″. Угловое расстояние центра сканируемой площадки у лимба соответствовало $\cos\theta \simeq 0{,}608$.

2. Обработка данных наблюдений

Сигналы поля $i_H(\lambda_n)$ выражались в единицах калибровочного сигнала $i_K(\lambda_n)$. Данные одновременных наблюдений в двух каналах наносились на график (рис. 1). Для каждой из линий табл. 1 и при любом положении щелей фотометра I (табл. 2), т. е. во всех случаях, получалась тесная линейная зависимость сигналов, а следовательно, и напряженностей поля на обоих каналах. На основании зависимостей рис. 1 устанавливался коэффициент наклона прямой, т. е. находилась величина сигнала поля, измеренного в какой-то линии (табл. 2), выраженная в единицах сигнала поля, измеренного в λ5253,47 Å Fe I при положении I щелей фотометра канала II. Данные наблюдений в линии λ5253,47 Å Fe I канала II были опорными. Одновременные наблюдения в линии λ5253,47 Å Fe I на обоих каналах при положении I щелей фотометров позволили привести все измерения к условиям, тождественным одному каналу, в частности к каналу I [6]:

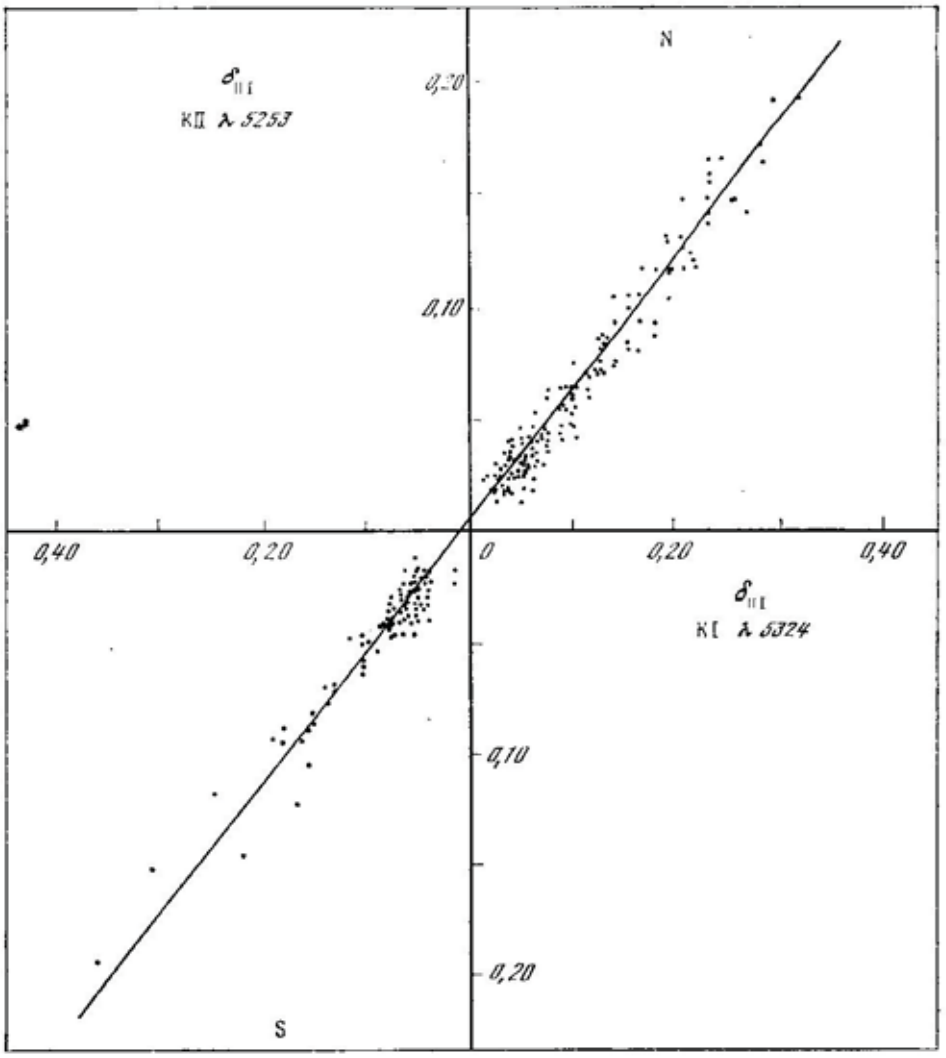
$$\frac{\delta_{\parallel I}(\lambda_n)}{\delta_{\parallel I}(5253)} = \frac{i_{HI}(\lambda_n)}{i_{KI}(\lambda_n)} \Big/ \frac{i_{HI}(5253)}{i_{KI}(5253)}; \qquad (1)$$

$$\delta_{\parallel}(\lambda_n) = \frac{i_H(\lambda_n)}{i_K(\lambda_n)}.$$

Умножение выражения (1) на $(\lambda^2 g)_{5253}/(\lambda^2 g)_n$ и дает перевод сигналов в относительные напряженности поля.

3. Проверка работы каналов магнитографа и ламбдаметра

В наблюдениях мы использовали линии, сильно различающиеся по интенсивности. Поэтому необходимо было проверить калибровку и работу каналов магнитографа при переходе от одних линий к другим. С этой целью были проведены специальные наблюдения с калибровочной насадкой при положении I щелей фотометров по пяти линиям железа (λλ5217,40; 5253,47; 5269,54; 5302,31 и 5324,19 Å). На каждый из фотометров устанавливалась линия, и в центре солнечного диска обычным способом записывался сигнал калибровки в схеме магнитографа. Далее поочередно выключались фотоумножители синего и красного крыла и регистрировались сигналы яркости в каналах крыла линии при таком же сдвиге линии, что и при калибровке.



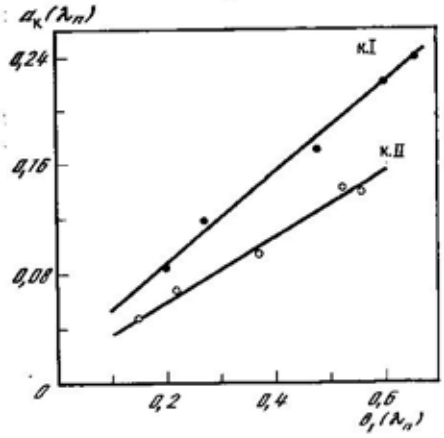


Рис. 1. Связь прокалиброванных сигналов магнитного поля, измеренных одновременно на магнитографе по двум линиям Fe I при ближайшем к центру линии положении (положение I табл. 2) щелей фотометров

Ось ординат (канал II) — данные наблюдений по λ5253,47 Å Fe I; ось абсцисс (канал I) — наблюдения по λ5324,19 Å Fe I

Рис. 2. Зависимость калибровочного сигнала магнитографа $a_к(\lambda_n)$ от величины измерения яркости $b_I(\lambda_n)$ при сдвиге линий разной эквивалентной ширины

к. I — канал I, к. II — канал II

При поочередном переключении ФЭУ были записаны сигналы в схеме магнитографа и в каналах крыльев сигналы яркости на соседнем с линией непрерывном спектре. Контроль состояния прозрачности атмосферы в процессе наблюдений осуществлялся по записям яркости в канале непрерывного спектра. По этим данным измерений калибровочный сигнал магнитографа $i_К(\lambda_n)$ был выражен в единицах суммарного от обеих щелей сигнала (от си

него i_1 (н. сп) и красного i_2 (н. сп)) на непрерывном спектре в схеме магнитографа, т. е. калибровочный сигнал магнитографа был «прокалиброван»:

$$a_{\text{к}}(\lambda_n) = \frac{i_{\text{к}}(\lambda_n)}{i_1(\text{н.сп}) + i_2(\text{н. сп})}. \qquad (2)$$

По записям яркости в каналах крыльев линии аналогично были определены прокалиброванные величины сигналов яркости:

$$b_I(\lambda_n) = \frac{I_1(\lambda_n)}{I_1(\text{н. сп})} + \frac{I_2(\lambda_n)}{I_2(\text{н. сп})}. \qquad (3)$$

Значения $b_I(\lambda_n)$ определяют величину изменения яркости из-за сдвига линии при калибровке. Именно этой величиной и определяется калибровочный сигнал $a_{\text{к}}(\lambda_n)$ магнитографа. Зависимость их друг от друга для пяти линий разной интенсивности показана на рис. 2 для обоих каналов магнитографа. Правильность значений параметра $b_I(\lambda_n)$ подтверждается и прямыми измерениями по фотоэлектрическим контурам линий. Линейная зависимость между $a_{\text{к}}(\lambda_n)$ и $b_I(\lambda_n)$ говорит о том, что калибровочный сигнал и сигнал поля обоих каналов магнитографа не искажаются электронным трактом при переходе к линиям с сильно различающейся интенсивностью. Несовпадение прямых на рис. 2 является следствием нетождественности обоих каналов магнитографа. Это подтверждается одновременными наблюдениями магнитного поля в обоих каналах по одной и той же линии. Согласно рис. 2 отношение калибровочных сигналов в канале I к каналу II составляет 1,435, тогда как отношение измеренных по λ5253,47 Å Fe I напряженностей поля канала II к каналу I равно в среднем 1,347.

Другая часть наблюдений, относящаяся к центру солнечного диска, была выполнена в схеме ламбдаметра. Переход от схемы магнитографа к схеме ламбдаметра осуществлялся в течение нескольких секунд. Для этого необходимо было снять переменное $\pm\lambda/4$ напряжение с кристалла KDP и подать на него постоянное $+\lambda/4$ или $-\lambda/4$ напряжение, знак которого поочередно менялся через 20—30 с. В зависимости от знака постоянного $\lambda/4$ напряжения в спектре мы имеем то один, то другой σ-компонент, как и при работе KDP при переменном $\pm\lambda/4$ напряжении. Удерживая линию [10], компенсатор лучевых скоростей при изменении напряжения с $+\lambda/4$ на $-\lambda/4$ или наоборот соответственно сдвигается в ту или другую сторону в зависимости от присутствия в спектре левого или правого σ-компонента. Величина сдвига индикатора компенсатора лучевых скоростей дает взвешенную по данному участку реального контура величину расщепления линии в магнитном поле. Метод калибровки сигналов поля в ламбдаметре такой же, как и лучевых скоростей. Однако если записать одновременно сигнал расщепления одной и той же линии (в нашем случае λ5253,47 Å Fe I, положение I щелей фотометров) на обоих каналах ламбдаметра, то для получения относительных напряженностей поля, измеренных на обоих каналах по разным линиям, калибровка вообще не нужна, т. е. результаты измерений свободны от калибровки. Сравнение результатов наблюдений магнитного поля с помощью магнитографа и ламбдаметра позволяют независимым путем проверить калибровку магнитографа и надежность измерений магнитного поля на нем, ибо в данном случае работает совершенно другой электронный тракт — тракт компенсатора лучевых скоростей.

При наблюдениях с ламбдаметром изображение Солнца удерживалось с помощью фотогида неподвижным на щели спектрографа с точностью до 1″. Перед началом работы с ламбдаметром при помощи магнитографа устанавливалась область с продольным полем на щель спектрографа. Удерживая с помощью фотогида изображение Солнца на щели спектрографа неподвижным, мы сначала записывали сигнал поля на магнитографе. Затем в течение примерно 5 мин измеряли в том же месте напряженность поля с помощью ламбдаметра, поочередно пропуская то правый, то левый σ-компонент. Для контроля в конце каждой серии поле снова измерялось на магнитографе. Такие измерения проводились по восьми линиям (λ5172,70 Å Mg I; λ5217,40 Å Fe I; λ5250,22 Å Fe I; λ5253, 47 Å Fe I; λ5269,54 Å Fe I; λ5302,31 Å Fe I;

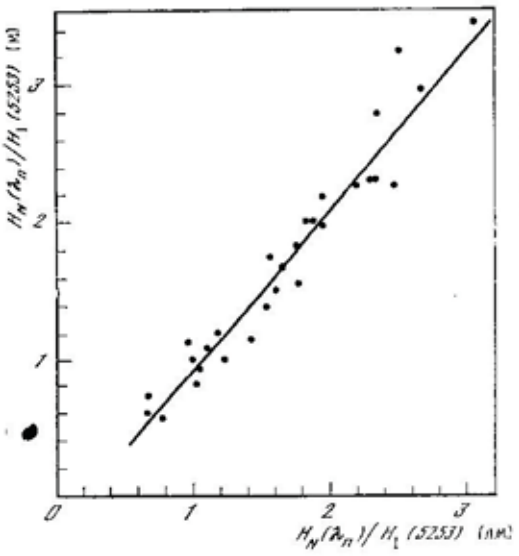


Рис. 3. Соответствие между напряженностью магнитного поля, измеренного с помощью магнитографа (м., ось ординат) и ламбдаметра (л. м., ось абсцисс) при одних и тех же положениях щелей фотометров

За единицу взяты напряженности поля, измеренного по λ5253, 47 Å Fe I в паре с другими линиями

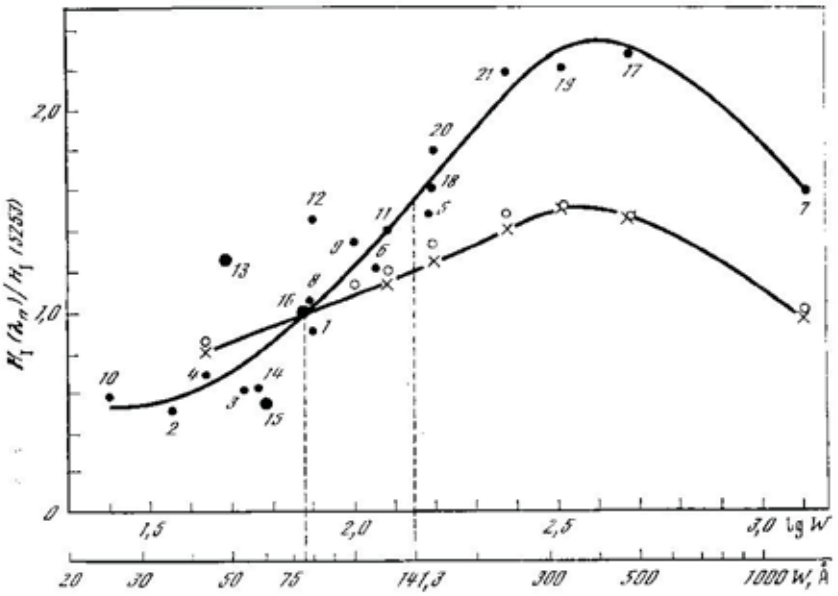


Рис. 4. Зависимость напряженностей поля, измеренных с помощью магнитографа по ближайшим к центру участкам крыльев линии (положение I щелей фотометров, табл. 2), от эквивалентной ширины линии

За единицу взяты напряженности поля, измеренные по λ5253,47 Å Fe I в паре соответственно с любой линией из табл. 1. Темные кружки—наблюдения в центре солнечного диска, цифры дают номер линии в табл. 1. Крестики — результаты наблюдений у лимба при $\cos\theta \simeq 0{,}608$ центра сканируемой площадки. Светлые кружки — пересчитанные данные для центра диска к условиям, соответствующим $\cos\theta \simeq 0{,}608$

λ5324,19 Å Fe I; λ5397,13 Å Fe I) с разным положением щелей фотометра канала I (табл. 2). Эти наблюдения проводились в паре с линией λ5253,47 Å Fe I при положении I щелей фотометра канала II (взяты за опорные). Результаты сравнения обработки данных наблюдений с магнитографом и ламбдаметром показаны на рис. 3.

Оба метода дали прекрасное согласие измеренных напряженностей поля. Ламбдаметр, основанный на компенсаторе лучевых скоростей и работающий на принципе равенства фототоков от обеих щелей фотометра [10], реагирует на результирующий контур участков линии, попадающих на щели фотомет-

ров, но не на крутизну контура линии, как в случае работы магнитографа. Данные наблюдений с ламбдаметром не обременены эффектами, связанными с асимметрией контура линии. Поэтому рис. 3 подтверждает хорошую работу магнитографа и небольшое для этих линий (за исключением λ5250,22 Å Fe I) влияние крутизны контура на измеряемую с магнитографом напряженность поля. Наблюдаемое различие в измеряемых напряженностях поля обоими методами следует из фотоэлектрических записей контуров этих линий в местах с магнитным полем ($H_{\parallel} \simeq 300$ Гс по измерениям в λ5253,47 Å Fe I) и вне поля ($H_{\parallel} = 0$) [6].

4. Результаты исследований

Относительные напряженности поля $H_{\rm I}(\lambda_n)/H_{\rm I}$ (5253) в центре солнечного диска, измеренные по наиболее близким к центру участкам линии (положение I щелей фотометров), в зависимости от эквивалентных ширин линий, взятых из таблицы Роуланда, приведены на рис. 4. На рис. 4 нанесены только данные наблюдений с магнитографом. Независимо от того, принадлежат линии одним элементам или разным, относятся они к одному мультиплету или разным, независимо от того, какие у них потенциалы возбуждения нижнего уровня (а меняются они от 0 до 4,41 эВ), а также величины магнитного расщепления $g\lambda^2$, если только эквивалентные ширины W линий отличаются мало, то измеренные по близким к центру участкам линии напряженности магнитного поля почти одинаковы.

Данные наблюдений (см. рис. 4) показывают очень тесную зависимость измерений напряженности поля от эквивалентной ширины линии. При малых значениях эквивалентной ширины измеренная напряженность поля растет с эквивалентной шириной линии.

Это согласуется с нашими [6] более ранними результатами для невозмущенных областей и активных вне пятен, а также с результатами Семеля [7] для факелов. В дальнейшем при увеличении эквивалентной ширины линии измеренная напряженность магнитного поля достигает максимальной величины при $W \approx 350 \div 450$ мÅ (линии λ5324,19 Å FeI и λ5269,54 Å FeI), а затем снова уменьшается с переходом к наблюдениям в линиях с большой эквивалентной шириной (например, линия λ5172,70 Å Mg I).

От общей закономерности отклоняются наблюдения в трех линиях: λ5234,63 Å Fe II и λ5237,33 Å Cr II ионизованных элементов и λ5250,22 Å Fe I резонансной линии нейтрального железа. Линии ионизованных элементов дают несколько завышенные по сравнению с общим ходом значения измеренной напряженности поля, что находится в согласии с наблюдениями Семеля [7]. По нашему мнению, это связано с тем, что эквивалентные ширины линий, приведенные в таблицах Роуланда, относятся в центре солнечного диска к местам главным образом без магнитного поля. В местах с магнитным полем температура выше, чем вне поля. Поэтому в местах с магнитным полем, где температура выше, для Солнца должна быть больше эквивалентная ширина линий таких ионизованных элементов, как железо и хром, для которых потенциал ионизации равен 7,896 и 6,764 эВ. Если это так, то положение точек, относящихся к линиям ионизованных элементов, сместится на рис. 4 в сторону больших эквивалентных ширин и отклонение уменьшится.

Линия λ5250,22 Å Fe I дает заниженное значение напряженности поля. Для большинства линий нейтральных атомов в местах с магнитным полем эквивалентная ширина их меньше. Особенно ощутимо уменьшается эквивалентная ширина линии λ5250,22 Å Fe I [1, 6]. Это уменьшает крутизну контура линии, что приводит к занижению измеренной на магнитографе напряженности поля. Наблюдения с ламбдаметром, свободные от эффектов крутизны контура, дают значение напряженности поля по λ 5250,22 Å Fe I, равные 0,770, вместо 0,540 на магнитографе, что существенно уменьшает величину отклонения. В целом можно надеяться, что если взять значения эквивалентных ширин линий, характерных для мест с магнитным полем, то линии ионизованных и нейтральных атомов дадут на рис. 4 одну общую закономерность.

Участки контура, расположенные на фиксированном расстоянии от центра линий с разной эквивалентной шириной, соответствуют разным глубинам в атмосфере. Для линий с меньшей эквивалентной шириной глубина больше, а для линий с большей эквивалентной шириной глубина меньше. Переходя от эквивалентных ширин к глубинам, можно говорить на основании рис. 4, что на некоторой определенной глубине в солнечной атмосфере напряженность измеренного магнитного поля максимальная, она падает с переходом к большим и меньшим высотам.

Результаты наблюдений магнитных полей у края солнечного диска ($\cos\theta \approx 0{,}608$) при тех же положениях щелей фотометров, что и для центра (положение I), также нанесены на рис. 4. Как и в центре диска (при тех же положениях щелей фотометров), измеренная напряженность поля вблизи лимба меняется подобным образом. С переходом от слабых к более сильным линиям напряженность поля растет. Достигнув наибольшего значения 1,52 при эквивалентной ширине линий 300—500 мÅ (см. рис. 4), она уменьшается, и линии с большей эквивалентной шириной показывают спад напряженности поля. Главное отличие обоих результатов измерений (одни и те же положения щелей фотометров) в первую очередь в том, что различия напряженностей поля на краю не столь значительны (максимальные значения напряженностей 1,52 вместо 2,34 для центра). Во-вторых, на краю диска линии с $W > 75$ мÅ показывают меньшие, а линии с $W < 75$ мÅ бóльшие значения напряженности поля, чем в центре диска. Вообще говоря, наши наблюдения по линиям с $W > 75$ мÅ согласуются с результатами более ранних исследований (по отдельным линиям), из которых следовало, что различия измеренных напряженностей поля H (5233)/H(5250) [11] и H (6103)/ /H(5250) [2] уменьшаются с переходом к краю солнечного диска. Однако в дополнение мы можем сказать, что это зависит от того, какая пара линий взята.

Переход от центра к краю солнечного диска связан с двумя эффектами. С одной стороны, увеличивается вклад горизонтальной составляющей поля $H_\perp$ и уменьшается вклад вертикальной составляющей H_z в компонент поля, направленный вдоль луча зрения и измеряемый на магнитографе, т. е.

$$H_\parallel = H_z \cos\theta \left(1 + \frac{H_\perp}{H_z} \operatorname{tg}\theta\right). \qquad (4)$$

Вторая особенность состоит в том, что переход от центра к лимбу эквивалентен увеличению высоты образования всех линий. А это равносильно тому, что в центре солнечного диска мы как будто переходим к более сильным линиям.

Поэтому в соответствии с результатами рис. 4 те линии, для которых эквивалентная ширина меньше той ($W \approx 350 \div 450$ мÅ), что дает максимальную напряженность поля в центре диска, на краю диска должны показывать бóльшую напряженность поля, нежели в центре. Это справедливо и для опорной линии λ5253,47 Å Fe I. Сильные линии, значения измеренных полей по которым в центре диска находятся справа от максимума на рис. 4, с переходом к краю будут давать меньшие значения напряженностей. Положение самого максимума, если оно связано с фиксированной высотой, с переходом к лимбу должно смещаться в сторону более слабых линий. Сравнивая обе кривые на рис. 4, мы можем заподозрить намеки на такой сдвиг.

Для того чтобы учесть разность высот, обусловленную переходом к лимбу, мы допускаем, что положение максимума на обеих кривых рис. 4 связано с одной и той же фиксированной высотой в атмосфере Солнца. На основании этого условия мы, разделив максимальное значение напряженности поля для центра диска на максимальное его значение для края, найдем, во сколько раз увеличивается напряженность поля по опорной линии λ5253,47 Å Fe I в центре диска вследствие увеличения высоты за счет перехода к краю диска ($\cos\theta \simeq 0{,}608$). Используя это значение, равное 1,54, по кривой для центра диска на рис. 4 мы находим, что переход от центра к краю диска с $\cos\theta \approx$ $\approx 0{,}608$ равносилен увеличению в центре диска эквивалентной ширины опор-

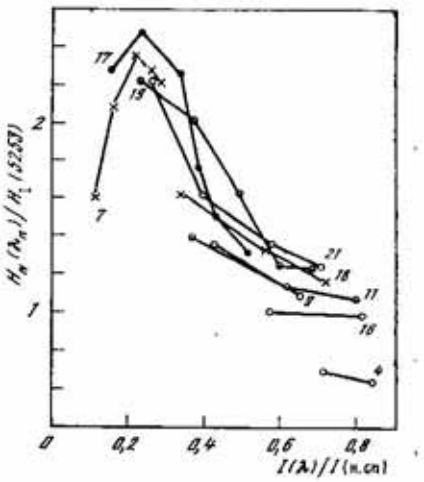


Рис. 5. Зависимость измеренных напряженностей магнитного поля на разных расстояниях от центра линии (положение щелей фотометра см. в табл. 2) от остаточной интенсивности линии в местах, соответствующих положению центра щели фотометра

За единицу (ось ординат) взяты напряженности поля, измеренные по λ5253,47 Å Fe I при положении щелей фотометра (табл. 2) в паре с соответствующими линиями. Цифры дают номер линии в табл. 1

ной линии от 75 до 141,3 мÅ (вертикальные штриховые линии на рис. 4), т. е. на 66,3 мÅ. Далее в качестве грубой рабочей модели мы принимаем, что переход от центра к краю солнечного диска приводит к такому увеличению высоты образования сильных и слабых линий, которое равносильно приросту эквивалентных ширин всех линий на постоянную величину, равную $\Delta W = 66{,}3$ мÅ. На основании этого замечания данные наблюдений в центре солнечного диска (см. рис. 4) приведены к наблюдениям у лимба ($\cos\theta \approx 0{,}608$). Результаты вычислений нанесены на рис. 4. Близость данных наблюдений для $\cos\theta \approx 0{,}608$ к вычисленным на основании данных для центра говорит о том, что изменение поля с эквивалентной шириной линии — эффект только высоты. Более того, это означает с учетом выражения (4), что либо и вертикальная H_z, и горизонтальная $H_\perp$ составляющие имеют одинаковое распределение с высотой, либо вертикальная составляющая в элементах поля преобладает.

Дополнением к тому, что изменение величины измеренной напряженности магнитного поля связано с высотой, являются данные наблюдений, приведенные на рис. 5. Здесь приведены наблюдения только с магнитографом при разном положении щелей одного фотометра, в то время как положение щелей второго фотометра для опорной линии (λ5253,47 Å Fe I) оставалось фиксированным (положение I). За характерный параметр мы взяли значения остаточных интенсивностей линий в местах положения центра щелей фотометра. На рис. 5 мы видим, что измеренная напряженность поля увеличивается с удалением в крылья таких сильных линий, как λ5172,70 Å Mg I ($W = 1259$ мÅ) и λ5269,54 Å Fe I ($W = 478$ мÅ). Наибольшее значение поля (2,2—2,5) достигается при остаточной интенсивности, равной примерно 0,2—0,3. При дальнейшем увеличении остаточной интенсивности линии, т. е. по мере приближения к уровню непрерывного спектра, измеренная напряженность поля уменьшается. И независимо от того, проводятся ли измерения поля по близким к ядру крыльям слабых линий или по далеким крыльям сильных линий, напряженности полей получаются близкими, если остаточные интенсивности в соответствующих местах контуров примерно одинаковы. Наименьшие измеряемые поля показывают очень слабые линии и соответственно очень далекие крылья сильных линий, т. е. те участки линий, которые образуются вблизи уровня непрерывного спектра. Такие же результаты дают наблюдения с ламбдаметром (см. рис. 3). На уменьшение измеряемого поля с переходом в далекие крылья линии обращалось внимание ранее нами [6] и в [5, 12].

На рис. 5 разброс точек довольно велик, особенно при значениях остаточных интенсивностей, приближающихся к единице. Возможно, частично это обусловлено тем, что мы не учитывали различия крутизны контуров линий в местах калибровки ($H_\parallel = 0$) и в местах с полем. Крутизна контуров большей части использованных нами линий (не резонансных линий) в местах с полем уменьшается на 15—25%, в том числе и опорной линии λ5253,47 Å Fe I. Поэтому относительная напряженность магнитного поля, измеренного по самым близким к центру участкам линии (см. рис. 4), искажена за счет эффекта разной крутизны контуров линий не более чем на 4—8%. По-другому

обстоит дело при наблюдениях в далеких крыльях линий (см. рис. 5). При переходе в далекие крылья линий крутизна контуров приближается к значениям у невозмущенных профилей. В то же время профиль опорной линии при положении I щелей в местах с полем остается менее крутым, чем в местах калибровки, примерно на 20% [6]. В результате относительные напряженности, измеренные по далеким крыльям (рис. 5), должны быть завышены до 1,2 раза. Переход от центральных частей контура линии в далекие крылья соответствует переходу к более глубоким слоям.

Итак, величина измеряемой напряженности поля если и зависит, то очень слабо от таких факторов, как потенциал возбуждения нижнего уровня и температурная чувствительность линии. Главное различие наблюдаемых напряженностей поля по разным линиям обусловлено эффектом высоты в солнечной атмосфере. Подобным образом изменяется напряженность поля с высотой и в активных областях вне пятен, т. е. в факелах [6, 7]. В то же время в самих пятнах напряженность поля на уровне фотосферы убывает с высотой в соответствии с нашими привычными представлениями [13]. Однако, как это следует из самих результатов наблюдений [13], очень слабые линии показывают систематически меньшие значения напряженности поля в пятнах, чем сильные. Если так, то и в пятнах имеются уровни, где напряженность поля максимальная, но в пятнах эти уровни сдвинуты по сравнению с факелами и невозмущенной атмосферой в глубь Солнца — в область высот образования слабых линий.

Для того чтобы выяснить, как изменяется с высотой магнитный поток в элементах, мы использовали наблюдения в центре солнечного диска. При лучших изображениях, когда дрожания не превышали 1″, были проведены наблюдения поля на участке размером 200″ × 150″ в паре линий λ5253,47 Å Fe I и λ5324,19 Å Fe I со щелью спектрографа 1″ × 2″ и при щелях фотометров, соответствующих положению I (см. табл. 2). По этим данным были определены размеры магнитных элементов на уровне, соответствующем половине максимальной напряженности ($^1/_2\, H_{max}$). Измерения показали, что в 45% случаев размеры элементов на верхнем уровне, соответствующем образованию близких к центру участков крыльев линии λ5324,19 Å Fe I, превышали размеры элементов поля на нижнем уровне (λ5253,47 Å Fe I; положение I щелей фотометров). Средние размеры их были соответственно 4″,5 и 3″,6. В 40% случаев размеры элементов на верхнем уровне были меньше. В среднем их размеры составили 3″,6 и 4″,4. В 15% случаев размеры элементов на обоих уровнях совпадали, их средние размеры равны 4″,0. Средние по всем элементам размеры на верхнем и нижнем уровнях оказались одинаковыми и равными 4″,0. Так как напряженность магнитного поля растет с высотой, то это означает, что магнитный поток в элементах на большой площади солнечной атмосферы тоже растет с высотой.

5. Обсуждение результатов

При объяснении результатов наблюдений (см. рис. 4 и 5) в рамках традиционных представлений о регулярном уменьшении напряженности поля с высотой возможны, в частности, две возможности. В одной из них можно допустить, что измеренные поля по слабым линиям соответствуют действительным значениям. Тогда рост и последующий спад напряженности поля с высотой трудно объяснить без привлечения электрических токов. Во второй можно принять, что поля, измеренные по близким к центру участкам крыльев сильных линий (начиная от максимальных значений поля), соответствуют истинным значениям. Спад от максимума поля в сторону больших высот на рис. 4 и 5 можно связать с обычным эффектом расширения магнитной трубки. Тогда рост поля с высотой до максимума следует отнести за счет частичной потери магнитного потока с переходом в глубокие слои фотосферы. Потеря магнитного потока может быть связана с: а) эффектами насыщения при наличии сверхтонкой структуры поля и б) деполяризацией излучения.

В подтверждение сверхтонкой структуры магнитного поля приводятся в последнее время доводы, основанные на наличии очень мелкомасштабных

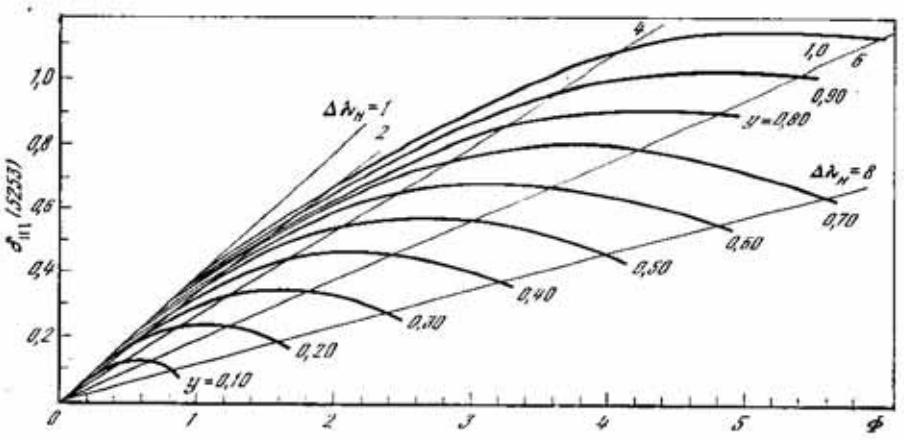


Рис. 6. Влияние тонкой структуры и величины напряженности поля в ее элементах на величину сигнала магнитографа (ось ординат), измеренного по λ5253,47 Å Fe I при положении I щелей фотометра (табл. 2)

По оси абсцисс отложен магнитный поток на щели спектрографа $\Phi = y\Delta\lambda_H$ (ед.), зависящий от величины поля $\Delta\lambda_H$ в элементе и от доли щели спектрографа y, занятой магнитными элементами. $\Delta\lambda_H = 1$ соответствует напряженности поля $H = 517$ Гс. Лучи соответствуют $\Delta\lambda_H = \text{const}$, изогнутые линии $y = \text{const}$

(0″,2÷0″,3) образований, наблюдаемых в H_α,— фибрил [14]. Однако совершенно очевидно, что неоднородность плазмы с ее особенностями свечения, особенно в хромосфере, не дает оснований отождествлять их со структурой поля. Магнитные поля в хромосфере, удерживающие плазму, должны быть более крупномасштабными, чем структура плазмы. Для выяснения сверхтонкой структуры поля должны быть проведены специальные наблюдения.

Для того чтобы лучше представить, как влияет сверхтонкая структура поля и величина напряженности поля в элементах на величину измеряемого сигнала, мы приводим на рис. 6 расчеты для линии λ5253, 47 Å Fe I. При вычислениях был взят контур линии, наблюдаемый в центре солнечного диска в местах с $H_\parallel = 0$ и $H_\parallel \simeq 300$ Гс (по λ5253,47 Å Fe I) [6]. Предполагалось, что скорость макроскопических движений плазмы равна нулю, а магнитное поле сконцентрировано в отдельных элементах и что каждый элемент имеет одинаковую напряженность поля. С магнитографом мы измеряем магнитный поток из площадки поверхности Солнца, соответствующей размеру щели спектрографа. Для невозмущенных областей этот магнитный поток Ф для щели спектрографа 1″ × 2″ может составлять $\Phi \lesssim 0{,}1$ единицы на оси абсцисс рис. 6, а для факелов $\Phi \lesssim 2$ единицы ($\Phi = y\Delta\lambda_H$). При напряженности поля в элементах, не превышающей 2000 Гс ($\Delta\lambda_H = 4$), как видно из рис. 6, величина сигнала для λ5253,47 Å Fe I и линий с фактором Ланде $g \leqslant 1{,}5$ уменьшается по сравнению с максимальным всего лишь на 10—30%. Эта величина слишком мала для объяснения наблюдаемых различий напряженности поля примерно в 5 раз (рис. 4, 5).

Известно [15], что линейный эффект расщепления линий неводородных атомов, находящихся в слабых внешних электрических полях, как правило, отсутствует. Наблюдается лишь квадратичный эффект Штарка, который не снимает вырождения по магнитному квантовому числу m: подуровни с одинаковыми по величине квантовыми числами $+m$ и $-m$ совпадают. Это может приводить к деполяризации излучения в линии. В настоящее время пока нет достаточных экспериментальных или теоретических исследований по совместному воздействию электрических и магнитных полей в широком диапазоне на поляризацию и расщепление линий тяжелых атомов. Однако имеющиеся данные для линии H_β водорода [16] говорят о том, что если напряженность электрического поля составляет хотя бы половину напряженности магнитного поля, то преобладающим является эффект Штарка. Этот результат в какой-то мере обнадеживает. Тем не менее чувствительность линии λ5162,28 Å Fe I к расщеплению в электрическом поле примерно в 10^3

раз выше, чем линии λ4607,34 Å Sr I [17]. Тем не менее напряженность поля (см. рис. 4), измеренная по λ5162,28 Å Fe I, в 2,83 раза выше, чем по λ4607,34 Å Sr I, хотя величина измеренной напряженности магнитного поля по ней несколько меньше, чем та, которую дают линии λ5302,31 Å Fe I и λ5367,48 Å Fe I с такой же эквивалентной шириной. Вряд ли следует ожидать, что напряженность электрического поля на уровне образования линии λ4607,34 Å Sr I больше чем на три порядка превышает напряженность поля на высоте образования линии λ5162,28 Å Fe I. Учет столкновений с нейтральными атомами (силы Ван-дер-Ваальса) не меняют результата. Так что деполяризация излучения за счет электрических полей не может быть основной при объяснении наблюдаемого эффекта.

Нам представляется в соответствии с выдвинутой ранее гипотезой [6], что наблюдаемое изменение напряженности поля по разным линиям является эффектом высоты и отражает истинное изменение поля с высотой. Это возможно только в том случае, если в тонком слое вблизи уровня образования центральных частей сильных линий (λ5324,19 Å Fe I и λ5269,54 Å Fe I), т. е. вблизи уровня температурного минимума, текут электрические токи.

Итак, наблюдения по многим спектральным линиям показывают, что напряженность магнитного поля и магнитный поток элементов в невозмущенных участках Солнца и в активных областях вне пятен растут с высотой. Наибольшего значения напряженность магнитного поля, а с ней и магнитный поток в элементах достигают на высоте образования центральных участков сильных линий λ5324,19 Å Fe I и λ5269,54 Å Fe I и затем уменьшаются. Рост поля с высотой в фотосфере до максимального значения можно объяснить наличием электрических токов в тонком слое верхней фотосферы (вблизи уровня с минимумом температуры). В пятнах согласно данным наблюдений [13] область протекания таких токов смещена в сторону больших глубин.

В заключение приношу глубокую благодарность А. Б. Северному за обсуждение работы, М. Дж. Гусейнову за помощь в наблюдениях и Н. И. Райковой за помощь в обработке данных наблюдений.

20 октября 1983 г.

Литература

1. *Harvey J., Livingston W.* Magnetograph measurements with temperature-sensitive lines.— Solar Phys., 1969, vol. 10, N 2, p. 283—293.
2. *Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines.— Solar Phys., 1973, vol. 31, N 2, p. 307—316.
3. *Stenflo J. O.* Magnetic field structure of the photospheric network.— Solar Phys., 1973, vol. 32, N 1, p. 41—63.
4. *Wiehr E.* A unique magnetic field range for nonspot solar magnetic regions.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 69, N 2, p. 279—284.
5. *Лозицкий В. Г.* О калибровке магнитографических наблюдений с учетом пространственно неразрешимых неоднородностей.— Phys. Solariterr. (Potsdam), 1980, N 14, S. 88—94.
6. *Гопасюк С. И., Северный А. Б.* Некоторые общие особенности солнечных и звездных магнитных полей.— Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, № 2, с. 120—124.
7. *Semel M.* Magnetic fields observed in a sunspot and faculae using 12 lines simultaneously.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 97, N 1, p. 75—78.
8. *Гопасюк С. И.* О возможностях исследования структуры магнитного поля и поля скоростей с помощью магнитографов.— Phys. Solariterr. (Potsdam), 1980, N 14, S. 69—76.
9. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.* Система сбора и обработки информации на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 56, с. 181—188.
10. *Никулин Н. С., Северный А. Б., Степанов В. Е.* Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1958, т. 19, с. 3—19.
11. *Howard R., Stenflo J. O.* On the filamentary nature of Solar magnetic fields.— Solar Phys., 1972, vol. 22, N 2, p. 402—417.
12. *Harvey J.* Observations of small-scale photospheric magnetic fields.— Highlights Astron., 1977, vol. 4, pt. 11, p. 223—239.
13. *Гусейнов М. Дж.* О величине вертикального градиента напряженности магнитного поля в тени пятен.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1978, т. 58, с. 31—34.

14. *Foukal P.* Morphological relationships in the chromospheric H_α-line structure.— Solar Phys., 1971, vol. 19, N 1, p. 59—70.
15. *Фриш С. Э.* Оптические спектры атомов. М.; Л.: Физматгиз, 1963, с. 383—389.
16. *Steubing W., Lebowsky F.* Der elektrische und magnetische Effect auf die Wassertoffline H_β bei senkrecht gekreuzten Feldern.— Ztschr. Phys., 1958, Bd. 153, H. 1, S. 64—95.
17. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977, с. 129.

УДК 523.98

ЭВОЛЮЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И ЕЕ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ТОКОВЫХ СТРУКТУР

С. И. Гопасюк, Б. Калман *, В. А. Романов **

Сравнивается структура полного вектора H магнитного поля активной области, полученная по наблюдениям с вектор-магнитографом КАО с 08.06 по 14.06 1969 г., со структурой потенциального поля, рассчитанной по наблюдаемой вертикальной составляющей H_z.

Показано, что различие азимутов вектора поперечного поля $H_\perp$ для потенциальной модели от азимутов, вычисленных по данным наблюдений, чрезвычайно чувствительно для обнаружения электрических токов. Результаты расчетов позволили выделить участки протекания сильных токов и проследить эволюцию крупномасштабной токовой структуры группы за время наблюдений. В процессе роста активной области электрические токи усиливаются в ее центральной части, и затем область их протекания расширяется. На стадии разрушения активной области характерно расширение, а затем и распад токовых структур, начинающийся с внешних частей области. Электрические токи, приводящие к возмущению наблюдаемого магнитного поля в фотосфере, текут в более высоких слоях солнечной атмосферы. Места протекания этих сильных электрических токов хорошо коррелируют с расположением очагов вспышечной активности группы.

THE EVOLUTION OF ACTIVE REGION AND ITS LARGE-SCALE CURRENT SYSTEM, by *S. I. Gopasyuk, B. Kalman, V. A. Romanov* — The distribution of vector **H** computed for the magnetic field in the active region using the observations with a vector-magnetograph of the Crimean observatory from 08. till 14.06 1969 has been compared with the structure of a potential field calculated by the observed vertical component H_z.

It is shown, that the method of deviation of vector azimuths of the transverse magnetic field $H_\perp$, computed both for a potential model and the observational data, is extremely sensitive to detect the electric currents. The results of computation allowed us to distinguish the regions of strong current flows and to trace the evolution of a large scale current systems. While the development of the active region, the electric currents are reinforced in the center with further enlargement of the current systems. When the active region decays the current systems become wider and finely dissipate from the boundaries of the region. The electric currents inducing the perturbations of magnetic field in the photosphere are flowing in the upper layers of the solar atmosphere. Usually, the flares appear in the flow of strong electric currents.

Выяснение особенностей развития активных областей имеет важное значение для понимания природы солнечной активности. Центральным направлением таких исследований остается изучение динамики магнитных полей и анализ физических процессов в атмосфере Солнца [1—8]. Нет сомнений в том, что возмущения магнитного поля в процессе эволюции активной области обусловлены электрическими токами.

В настоящей работе мы выясняем, на каких высотах в солнечной атмосфере текут электрические токи, которые приводят к возмущению наблюдае-

* Гелиофизическая обсерватория Венгерской АН, г. Дебрецен.
** Красноярский государственный университет.

мого магнитного поля в фотосфере, и как эти токи изменяются в процессе эволюции активной области. Для этого были исследованы наблюдения магнитного поля активной области № 207 1969 г. (нумерация взята по «Солнечным данным»). Записи магнитного поля были сделаны в линии λ5250,2 Å Fe I на вектор-магнитографе КАО в режиме одновременной регистрации всех компонентов вектора **H** [9, 10] и охватывали все стадии развития данной активной группы (08—14.06 1969 г.). Подробное описание материала наблюдений и метода его обработки опубликовано в [7, 11]. В них было получено распределение вектора **H** магнитного поля по поверхности, что позволило вычислить для каждого дня наблюдений составляющую H_z вдоль нормали **n** к поверхности Солнца и перпендикулярную к ней составляющую $H_\perp$, а также азимуты углов вектора $\mathbf{H}_\perp$, т. е. исправить все данные наблюдений за эффект проекции.

По этим наблюдениям, используя также фотогелиограммы Гелиофизической обсерватории АН ВНР, магнитные спектрогелиограммы из Медонской обсерватории, подробно исследовали связь структуры полутени с вектором магнитного поля [11], а также связь эволюции группы с особенностями изменений магнитного поля и вертикальных электрических токов [8]. В [8] расчеты плотности вертикального компонента токов j_z выполнялись по формуле

$$\frac{4\pi}{c} j_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \tag{1}$$

методом разностного дифференцирования касательных компонентов H_x и H_y (см. [2]).

Метод разностного дифференцирования дает распределение j_z-компонента на глубине образования линии λ5250,2 Å Fe I. Информацию о протекании токов выше этого уровня (в том числе в хромосфере и короне) таким способом получить нельзя.

Для того чтобы получить информацию об электрических токах, протекающих выше этого уровня, в том числе в хромосфере и короне, мы исследовали вопрос о близости магнитного поля активной области к потенциальному. Расчет потенциального поля проводился для каждого дня наблюдений по распределению вертикального компонента H_z. Такие расчеты позволяют указать, в какие дни наблюдений магнитное поле было близко к потенциальному, а в какие сильно от него отличалось. Возможен и более тонкий структурный анализ полученных карт: можно выделить участки хорошего согласия с потенциальной моделью и независимо области сильного различия между расчетами и наблюдениями. В том случае, если области рассогласования фиксируются уверенно (величины отклонения значительно превышают погрешности измерений магнитного поля, в возмущенные участки попадает большое число точек измерения), это позволяет сказать, что в пределах возмущенных областей или в непосредственной близости от них протекают крупномасштабные токи. Данное обстоятельство позволяет проследить эволюцию такой токовой структуры в пределах активной области за время наблюдений.

Поскольку в нашем случае регистрируется наличие токов, расположенных выше уровня записи магнитного поля (в частности, в хромосфере и короне), то можно проследить за корреляцией между перестройкой токовой структуры и вспышечной активностью группы.

1. Математическая постановка задачи. Анализ наблюдательных данных по магнитным полям на поверхности Солнца методом потенциальной модели

В потенциальной модели магнитное поле активной области рассчитывалось в декартовой системе координат в полубесконечном объеме, ограниченном снизу плоскостью Σ, на которой задано распределение H_z. Мы принимали, что электрические токи, создающие магнитное поле, измеряемое по какой-то линии (в данном случае λ5250,2 Å Fe I), текут ниже уровня ее обра-

зования. В объеме, расположенном выше этого уровня, электрические токи отсутствуют. Для объема без токов справедливы уравнения Максвелла:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = 0, \tag{2}$$

$$\mathrm{div}\,\mathbf{H} = 0, \tag{3}$$

и напряженность магнитного поля определяется через градиент некоторой скалярной функции φ, т. е.

$$\mathbf{H} = \mathrm{grad}\,\varphi. \tag{4}$$

На границе раздела Σ обоих объемов задавалось граничное условие по нормальному компоненту магнитного поля H_n/Σ:

$$(\mathbf{n}\cdot\nabla\varphi) = H_n/\Sigma = H_z. \tag{5}$$

На искомое решение налагалось условие спадания поля на бесконечности:

$$|\mathbf{H}| \to 0 \quad \text{при} \quad |\mathbf{R}| \to \infty. \tag{6}$$

В силу уравнения (3) и условия (6) в объеме без токов справедливо уравнение

$$\oint H_z d\Sigma = 0. \tag{7}$$

Система (2)—(5) с ограничениями (6) и (7) есть краевая задача Неймана для уравнения Лапласа в полубесконечном объеме. Решение такой задачи существует, и единственное [12].

Реальные карты магнитного поля активной области условию (7) не удовлетворяют из-за того, что часть магнитного потока замыкается вне ее, а следовательно, отсутствует информация по распределению H_z для всей активной области. В этом случае можно получить только приближенное решение для конечного объема. Вопросы, связанные с математическим обоснованием нахождения решений методом рядов Фурье, определением величин погрешностей, и разработка простого алгоритма для маломощных ЭВМ составили предмет отдельного исследования, результаты которого опубликованы в [13].

Так как решение задачи Неймана полностью определяется граничным условием (5), то это означает, что распределение H_z на нижнем уровне модели точно совпадает с наблюдаемым распределением H_z. При этом распределения касательных составляющих полей, вычисленных из модели и из наблюдений, вообще говоря, могут быть разными. Сопоставление распределений касательных составляющих полей, вычисленных и полученных из наблюдений, позволяет сделать вывод о том, насколько близка структура магнитного поля активной области к потенциальной. Такое сравнение возможно, поскольку в расчетах информация по касательным составляющим поля не использовалась. Различие в касательных составляющих поля, вычисленных при решении поставленной задачи и измеренных, обусловлено наличием токов, протекающих выше и на глубине образования линии, по которой ведутся наблюдения, в данном случае линии λ5250,2 Å Fe I. Впервые на необходимость отдельного рассмотрения токов, расположенных ниже и выше глубины образования линии, используемой для записи магнитного поля, было указано в [14].

Сравнение результатов расчета с наблюдательными данными требует решения вопроса о погрешностях расчета потенциальных моделей и измерения магнитных полей. Мы подробно разберем эти вопросы и проиллюстрируем метод, анализируя карты поля за один день наблюдений, выделим наиболее важные моменты, что позволит представить результаты анализа за другие дни наблюдений в сжатой форме.

На рис. 1 дано распределение компонента H_z 08.06 1969 г. По таким картам рассчитывались потенциальные модели. На этой карте поток поля южной полярности превышает поток северной полярности на 31% (величина дисбаланса магнитных потоков в другие дни наблюдений сохранялась примерно на этом уровне). Это различие магнитных потоков приводит к нарушению условия (7). Тем не менее измерения продольной составляющей относятся

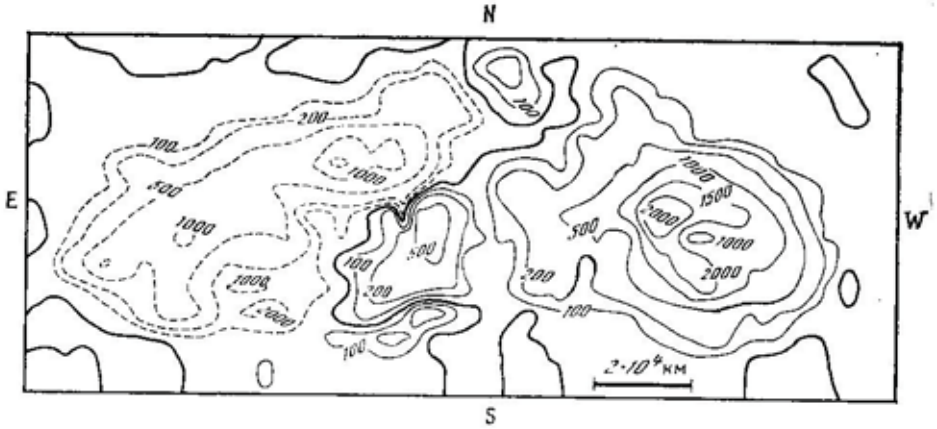


Рис. 1. Карта распределения H_z-компонента магнитного поля в активной области 08.06 1969 г.

Изогауссы N-поля проведены сплошными линиями, раздел полярностей выделен жирной линией. У изолиний указана напряженность поля в гауссах

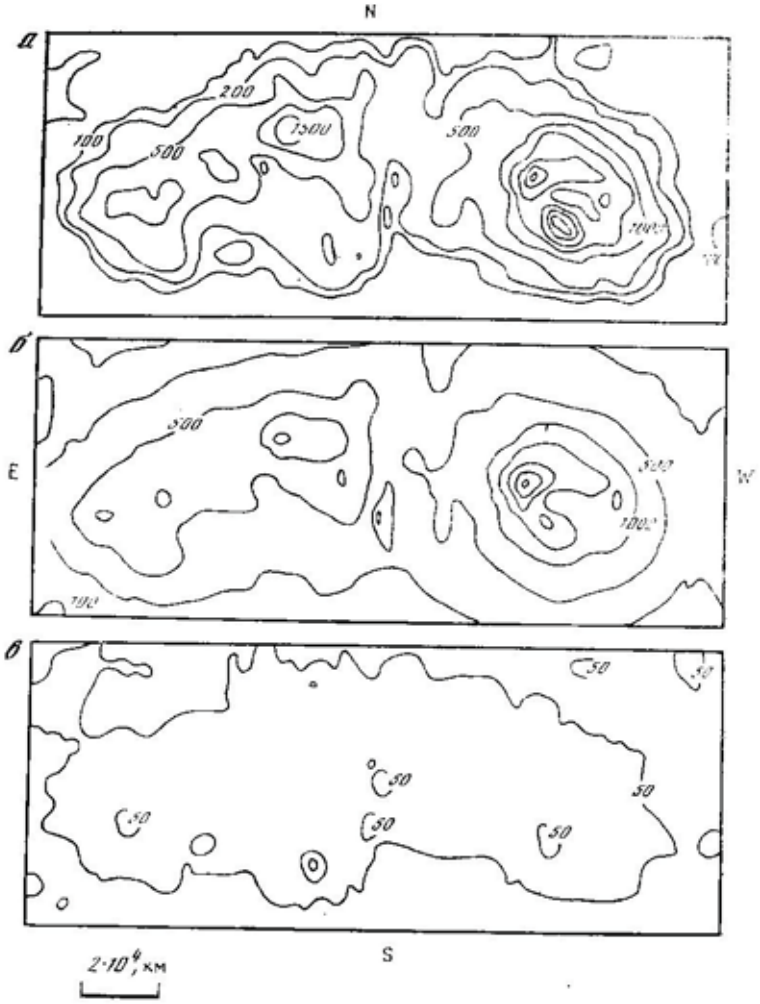


Рис. 2. Карты распределения | H | 08.06 1969 г.

а — по данным наблюдений в активной области; *б* — по данным расчетов в потенциальной модели; *в* — карты уровней различий данных карт *а* и *б* (в процентах). На картах *а* и *б* у изолиний указаны напряженности поля в гауссах (начиная с 500 Гс изолинии проведены через 500 Гс)

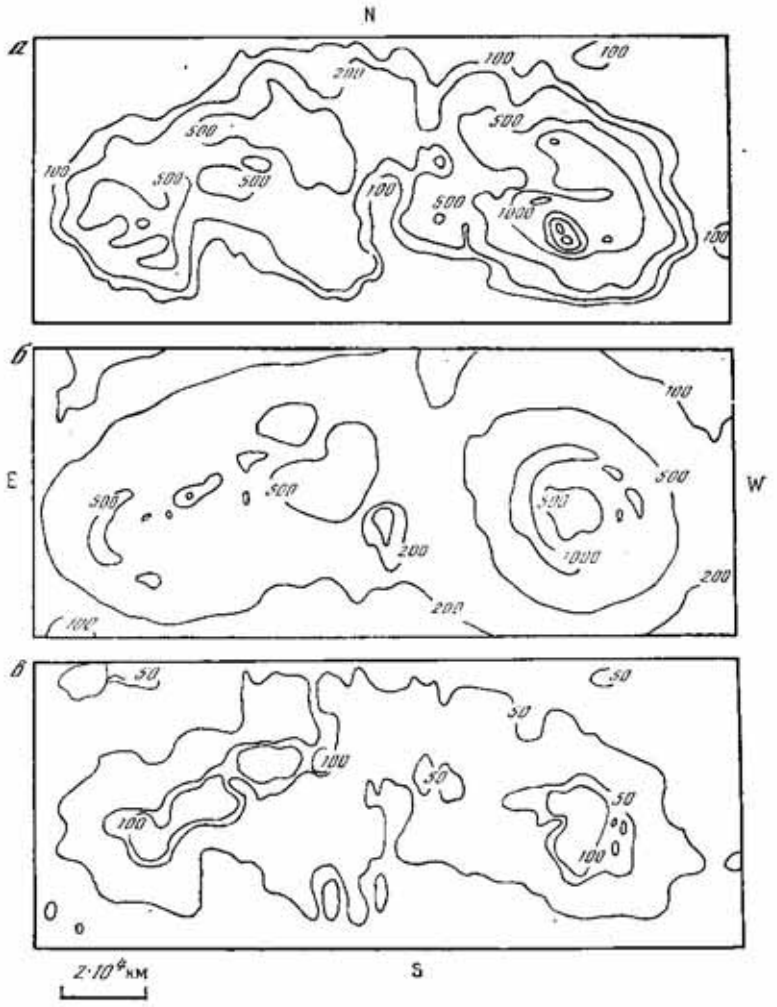


Рис. 3. Карты распределений $|\mathbf{H}_\perp|$ 08.06 1969 г.

а — по данным наблюдений в активной области, *б* — согласно расчетам в потенциальной модели, *в* — карты уровней различий карт *а* и *б* (в процентах). На картах *а* и *б* линии одинаковой напряженности поля проведены так же, как и на рис. 2

к числу наиболее точных, порог чувствительности которых равен примерно 10 Гс [1]. Это обстоятельство весьма важно, поскольку определяет точность построения потенциальной модели (за исключением отдельных случаев [13], собственные погрешности расчета не превышают 3—4%).

На рис. 2 представлены: карта распределения модуля полного вектора по данным наблюдений $|\mathbf{H}_{из}|$ (*а*), по данным расчетов в потенциальной модели $|\mathbf{H}_п|$ (*б*) и карта разностей между двумя предыдущими картами в процентах (*в*):

$$\Delta = \frac{||\mathbf{H}_п| - |\mathbf{H}_{из}||}{|\mathbf{H}_п|} \cdot 100\%. \tag{8}$$

Выделены уровни различий 50% и выше. На этой карте рассогласований больше 50% не было. Практически по всей активной области имеем хорошее согласие между расчетом и наблюдениями, за исключением граничных областей со слабыми полями. Это обусловлено тем, что компонент H_z, входящий в $|\mathbf{H}|$, в модели и в наблюдательных данных совпадает. Поэтому $|\mathbf{H}|$ не является чувствительным параметром для анализа различий измеренного поля и вычисленного в приближении потенциальной модели.

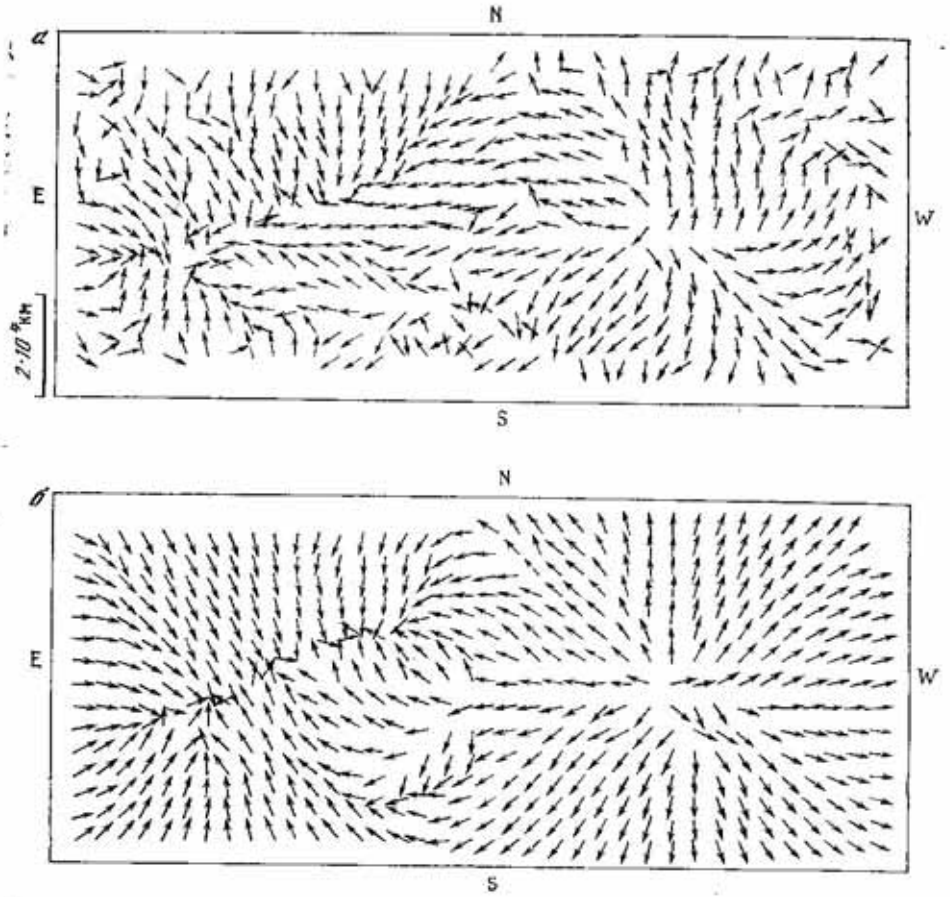


Рис. 4. Карты распределений азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$ 08.06 1969 г.

Стрелками показано направление вектора $\mathbf{H}_\perp$: *а* — по данным наблюдений в активной области; *б* — согласно расчетам в потенциальной модели

На рис. 3 представлены распределения модуля касательного вектора $\mathbf{H}_\perp$ аналогично рис. 2. Здесь отклонений существенно больше. Рассогласования вблизи границ карты обусловлены следующими погрешностями.

1. Разбалансом магнитных потоков в активной области примерно на 30% и соответствующей неточностью моделей. Влияние последнего фактора мало́. Величина разбаланса потоков на 30% существенно сказывается на результатах двух-трех счетных интервалов вблизи границ и быстро спадает во внутренней части карты.

2. Невысокой чувствительностью магнитографа при измерении поперечных полей (примерно ±100 Гс). Этот фактор основной. На границах карты согласно модельным расчетам магнитные поля порядка 200 Гс, а в наблюдательных данных точность ±100 Гс. Соответственно уровень рассогласования 50% практически повторяет ход изогауссы 100 Гс в наблюдательных данных. Этой же причиной объясняется наличие возмущений по $|\mathbf{H}|$ на рис. 2. Различия в центральной части карты рис. 3 велики и рассматриваются как истинные.

На рис. 4 показано распределение азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$, вычисленных в потенциальной модели и по данным наблюдений, для 08.06 1969 г., а на рис. 5—11 с 08.06 по 14.06 1969 г., *а* — вид группы, *б* — карта различий азимутов вектора поперечного магнитного поля $\mathbf{H}_\perp$, вычисленных в потенциальной модели (рис. 4, *а*) и по данным наблюдений (рис. 4, *б*), и *в* — вычисленное по формуле (1) распределение вертикальных электрических токов

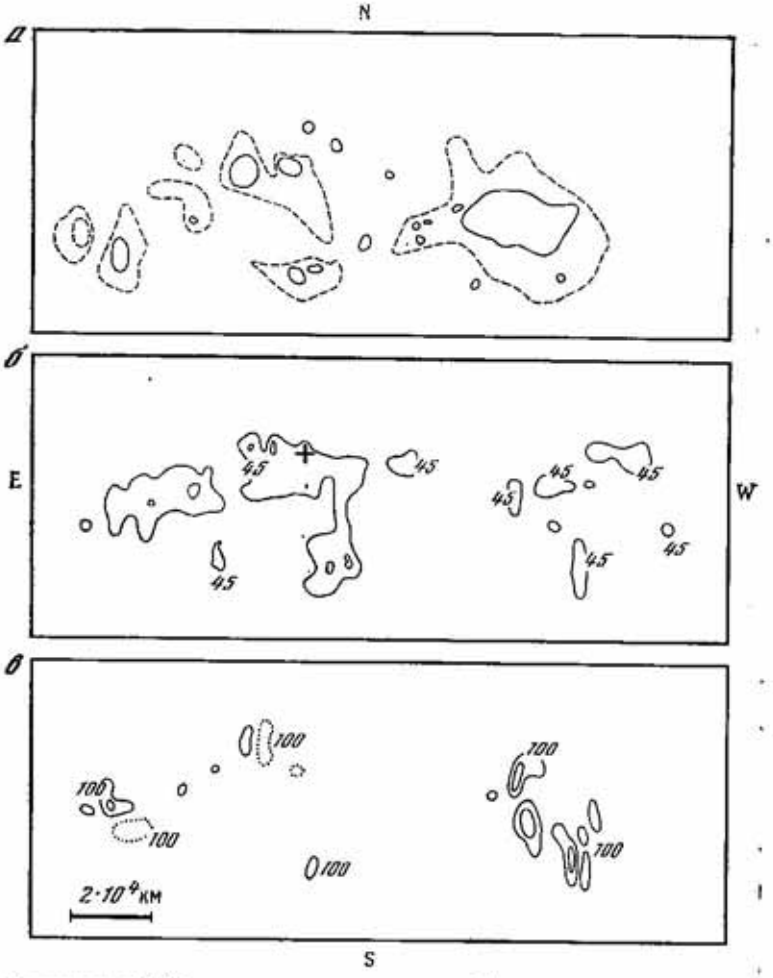


Рис. 5. Вид активной области и распределение в ней электрических токов 08.06 1969 г.

а — эскиз активной области, сплошными линиями проведены границы ядер пятен, штриховыми — границы полутеней. *б* — карта различий (в градусах) азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$, вычисленных в потенциальной модели и на основании данных наблюдений. Крестиками показано положение очагов вспышек, *в* — карта вертикальных электрических токов j_z, вычисленных на основании выражения (1). Положительные токи нанесены сплошными линиями. Линии показывают j_z с плотностью токов 10000 (100), 20000 (200) А/км² и т. д. На рис. 5—11 масштаб и обозначения одинаковы

с плотностью 10 000 А/км² и выше. На картах различий азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$ выделены только уровни 45 и 80°. Неопределенность в направлении азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$ по наблюдательным данным устранялась тем, что угол между рассчитанным азимутом и измеренным полагался острым. Соответственно величина рассогласования не превышала 90°. Такой выбор направления не противоречит результатам [7] и, самое главное, обеспечивает минимум отклонений от потенциальной модели (повышается достоверность наличия возмущений, зарегистрированных по этому параметру).

Точность измерения азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$ на основании данных наблюдений составляет примерно $\pm 5°$ [1]. Следовательно, по картам рис. 4—11 можно выявлять очень слабые отклонения наблюдаемого магнитного поля от потенциального. Это означает, что метод различий азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$, вычисленных в потенциальной модели и по данным наблюдений, является чрезвычайно чувствительным для обнаружения электрических токов, текущих на уровне измерения магнитного поля и в более высоких слоях. Карты распределения j_z фиксируют области втекания и вытекания этих токов

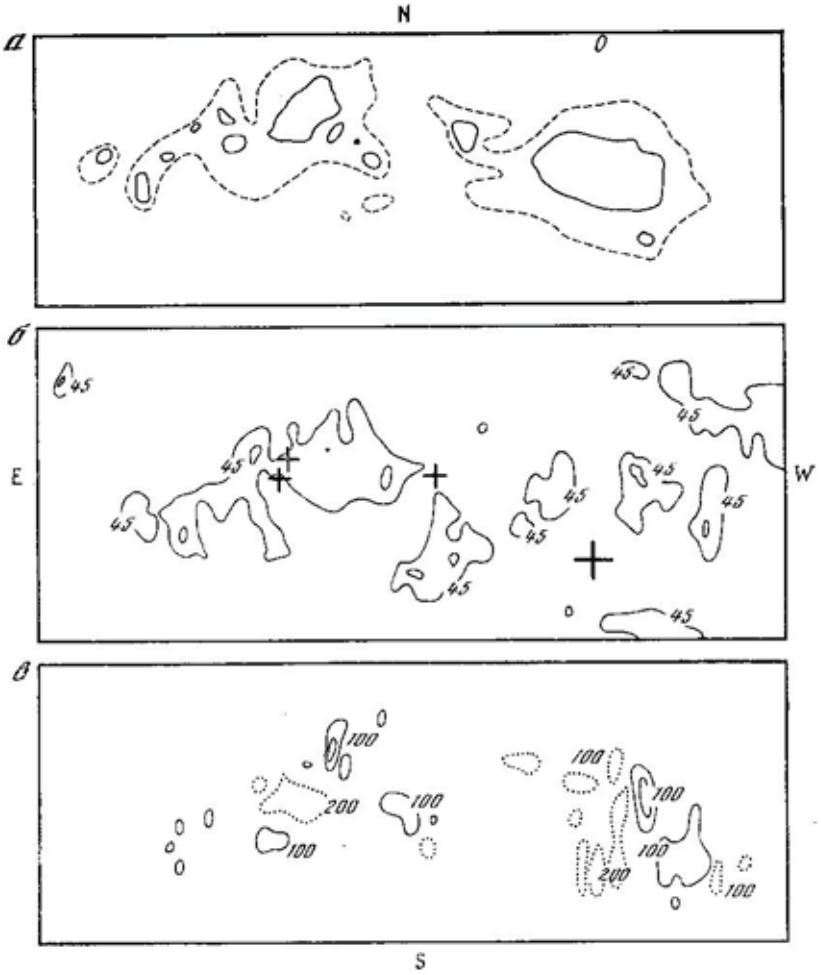


Рис. 6. Вид активной области и распределение в ней электрических токов 09.06 1969 г.

в объем. Тесная связь между картами распределения различий азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$ и вертикальной составляющей плотности тока j_z (рис. 5—11) указывает на то, что эти токи растекаются в непосредственной близости от источников.

2. Эволюция крупномасштабной токовой структуры, взаимосвязь ее с движением пятен, возникновением очагов вспышечной активности

Наблюдения магнитных полей охватывают основную часть периода эволюции группы пятен [7, 8] . Подробное описание движения пятен и эволюции приведено в [8].

08.06 1969 г. (см. рис. 5) группа еще обычная биполярная, с не очень сильно развитой хвостовой частью, головная и хвостовая части разделены. В головной части отмечены движения ядер к лидеру, происходила перестройка структуры тени головного пятна и всей полутени лидирующей группы. С ними связаны наиболее крупномасштабные токовые структуры в этот день наблюдений, но больших отклонений поля от потенциального они не вызывали: области с различием азимутов $\mathbf{H}_\perp$, вычисленных в приближении потенциальной модели и по данным наблюдений, небольшие.

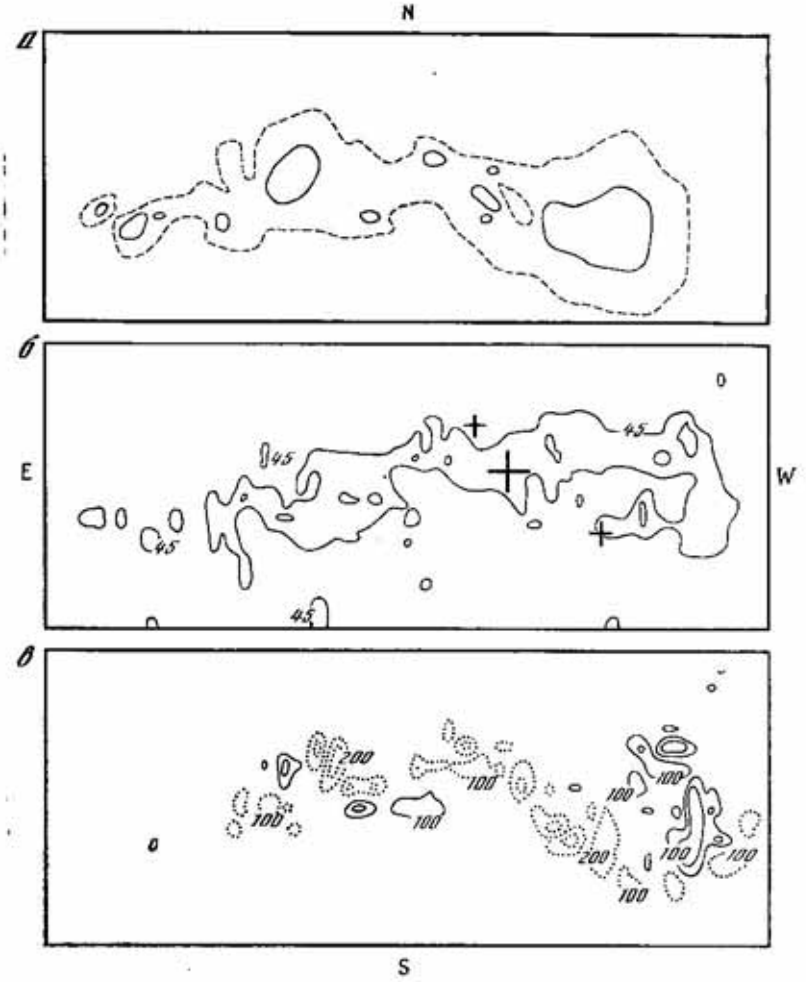


Рис. 7. То же, 10.06 1969 г.

Наиболее интересные события происходили в центральном и восточном участках группы, где наблюдалось формирование хвостовой части. Здесь токов меньше, чем в лидирующей части, они слабее, но вносили сильные возмущения в магнитное поле. В этой части отмечено сближение ядер с последующим образованием одного пятна и движение пятен. В этом участке текли сильные токи; были зарегистрированы отклонения азимутов $H_\perp$, и во время наблюдения поля произошла слабая вспышка. Определение положений вспышек проводилось по наблюдениям коронографа КГ-1 КАО. Во всех участках группы, связанных с перестройкой магнитного поля, четко выявились различия азимутов вектора $H_\perp$, вычисленных в потенциальной модели и по наблюдениям.

09.06 1969 г. были получены две записи магнитного поля с интервалом 1 ч 20 мин. Результаты одной из них показаны на рис. 6. Согласно снимкам в H_α в это время наблюдалась активизация центральной части группы. На магнитных картах отмечен рост поля, завершилось слияние ядер с лидером (в этом месте были отмечены две небольшие вспышки). Активные движения пятен и слияние некоторых пятен также сопровождались увеличением различия азимутов и расширением токовых зон. На рис. 6 видно близкое расположение двух небольших вспышек и струи тока плотностью 20 000 А/км^2. Впервые связь вспышек с сильными токами была найдена в [2].

В головной части группы резко увеличились токовые зоны к северу и югу

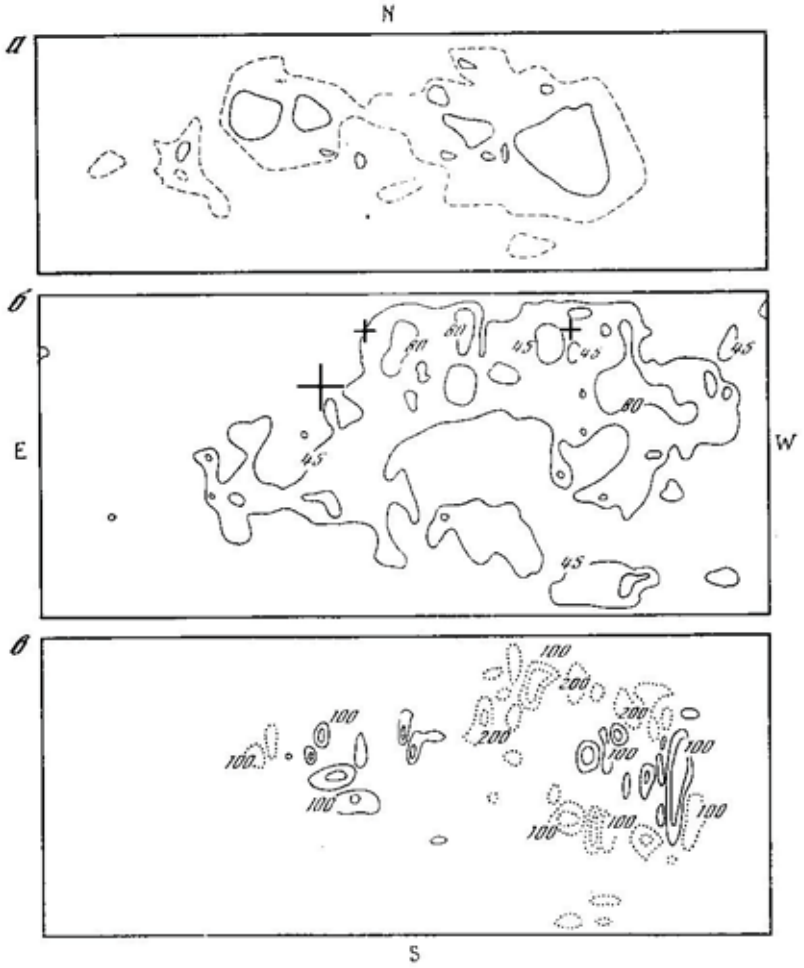


Рис. 8. То же, 11.06 1969 г.

вблизи лидера. На юге отмечено появление вспышки балла 1 (местоположение отмечено большим крестом), а на севере возник небольшой остров хвостовой полярности, возмущения магнитного поля от которого уверенно выявляются по карте азимутов.

10.06 1969 г. (см. рис. 7) был максимум активности данной группы. Изменился ее внешний вид: практически все пятна окружены одной полутенью. Резко увеличились области протекания сильных токов, они стали занимать практически всю центральную часть активной области, за исключением двух пятен, которые на следующий день исчезли.

Наиболее активна лидирующая часть группы. К северу от лидера оформилось ядро, а к востоку активно развивалось другое, в непосредственной близости к которому появилась вспышка балла 1. Хочется обратить внимание на компактную форму областей с различием азимутов $H_\perp$, вычисленных в приближении потенциальной модели и по данным наблюдений. Она практически вся располагалась в области единой полутени пятен. Итак, мы видим, что на стадии роста активной области токовые структуры усиливались в ее центральной части и расширялись к периферии.

11.06 1969 г.— начало распада группы (рис. 8). Отмечена особенно большая активность в движениях пятен внутри области. Структура группы быстро упрощалась. Происходило слияние пятна с лидером, почти исчезли пятна в хвостовой части (рис. 8). Резко возросли области различий азимутов $H_\perp$, вычисленных в потенциальной модели и по данным наблюдений. Они

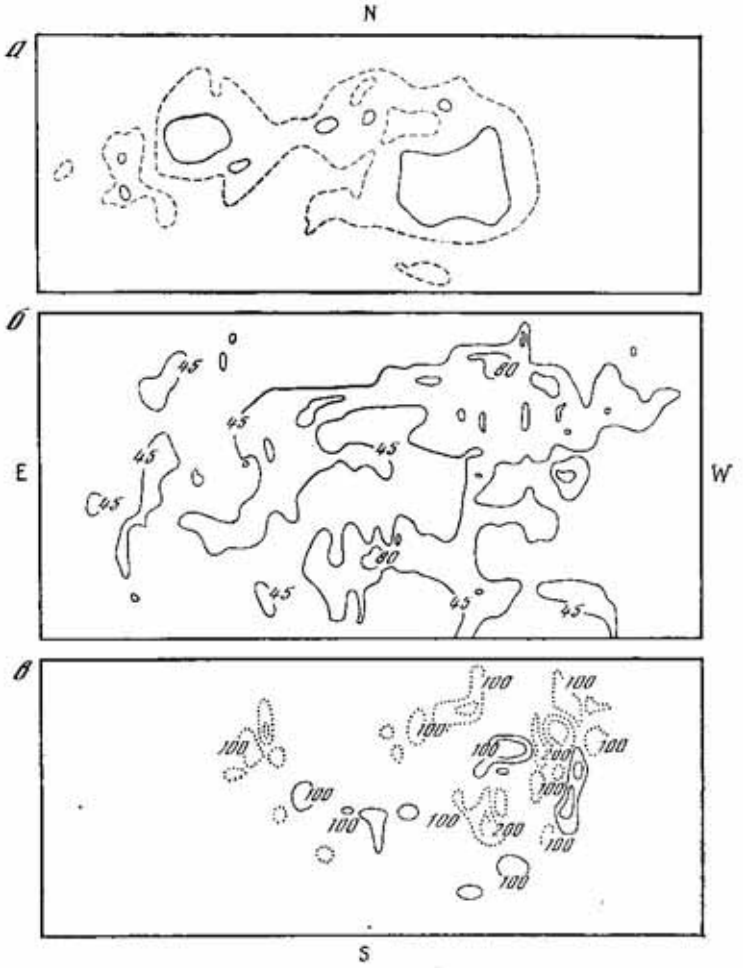


Рис. 9. То же, 12.06 1969 г.

выходили далеко за границы полутени. В последующие дни группа продолжала разрушаться (рис. 9—11).

С 12 по 14.06 1969 г. (13.06 проведено два измерения магнитного поля) (рис. 9—11) на общий процесс распада наложилось усиление поля на юге группы и к северу от лидера, что привело к увеличению отклонения магнитного поля активной области в этом месте от потенциального и появлению там небольших вспышек.

14.06 1969 г. (рис. 11) — последний день наблюдений. Процесс распада группы продолжался, активность ее заметно упала (рис. 11). Уменьшились области различий азимутов $\mathbf{H}_\perp$ и соответственно участков с токами. Слабая вспышечная активность на севере от лидера все же сохранялась. Рассматривая рис. 8—11, мы видим, что к началу распада активной области магнитные поля, а вместе с ними и электрические токи занимали обширный объем солнечной атмосферы. Распад конфигурации на стадии разрушения группы начинался с дробления (особенно на периферии) токовых структур и их расширения. В начальной стадии он идет наиболее интенсивно именно на границах, постепенно усиливаясь в центре (следует обратить внимание на участки сильных различий до 80° и более азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$, вычисленных в приближении потенциальной модели и по данным наблюдений (рис. 8)). Положение вспышек также коррелирует с положением этих особенностей азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$ (рис. 8—11), но не всегда вспышки появляются там, где имеются сильные возмущения поля.

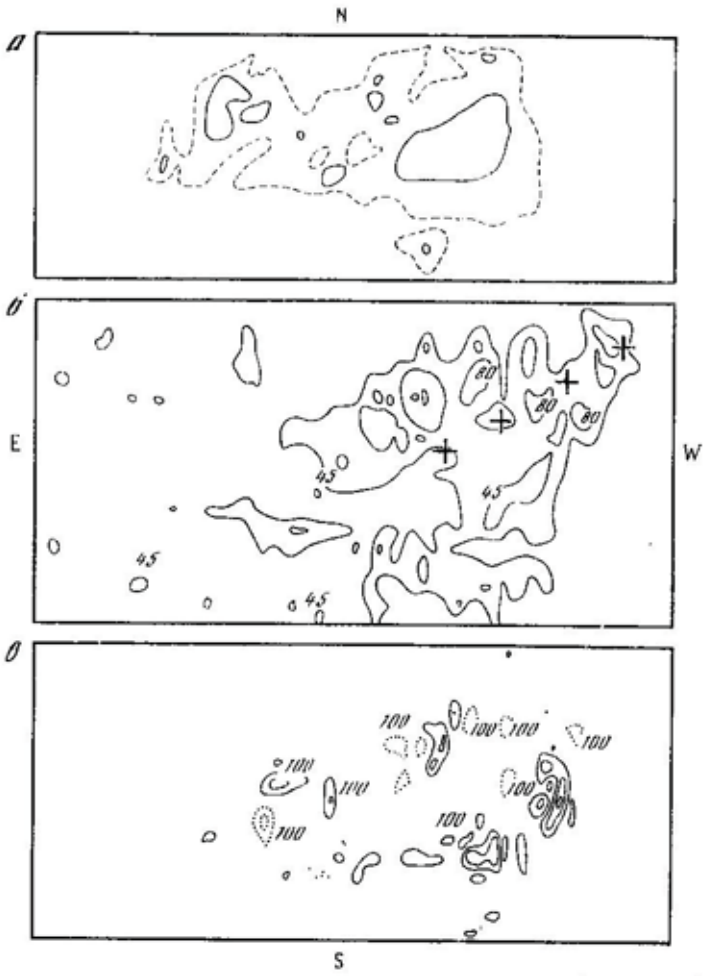


Рис. 10. То же, 13. 06 1969 г.

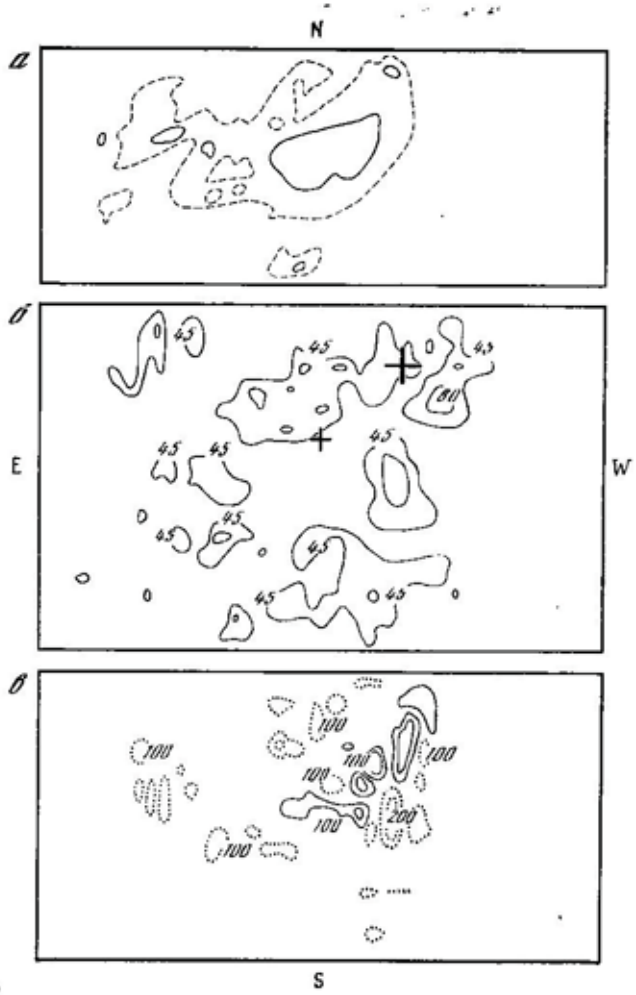


Рис. 11. То же, 14.06 1969г.

Заключение

Результаты проведенных расчетов показали всю сложность физических процессов, происходивших в активной группе за время ее эволюции. Изменения структуры пятен и магнитного поля сопровождались возникновением крупномасштабных токов, протекавших в местах наиболее интенсивной перестройки поля. Рост активной области сопровождался усилением электрических токов в ее центральной части, и область их протекания расширялась. На стадии распада активной области характерно дробление токовых структур, начинавшееся с внешних частей. В начальной стадии наиболее интенсивно он идет именно на границах. Эти результаты хорошо соответствуют выводам, полученным по изменению магнитных полей на стадии появления и исчезновения пятен [4]. Центры вспышечной активности хорошо коррелируют с местами сильного отклонения измеренного магнитного поля активной области от потенциального. Электрические токи, приводившие к отклонению магнитного поля от потенциального, текли выше уровня образования линии (в частности, λ5250 Å Fe I), по которой измерялись поля, т. е. в верхних слоях фотосферы и в хромосфере. Указанным методом уверенно регистрируются и слабые возмущения поля.

Все расчеты по потенциальной модели были выполнены на машине ЕС-1033 ВЦ КФ СО АН СССР. Для графической обработки материала использовалось устройство типа ДИГИГРАФ.

В заключение авторы благодарят академика А. Б. Северного за обсуждение, профессора В. С. Соколова, сотрудника ВЦ КФ СО АН СССР В. В. Денисенко за внимание и помощь в работе, сотрудника КАО АН СССР М. Б. Огирь за предоставленный материал наблюдений в линии H_α на коронографе КГ-1.

12 октября 1983 г.

Литература

1. *Северный А. Б.* Наблюдения поперечных и продольных магнитных полей, связанных с солнечными вспышками.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1964, т. 31, с. 159—199.
2. *Moreton G. E., Severny A. B.* Magnetic fields and flares in the region CMP 20 September 1963.— Solar Phys., 1968, vol. 3, N 2, p. 282—297.
3. *Гопасюк С. И.* Временные изменения структуры поперечного магнитного поля в группах пятен и оптические явления.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1965, т. 33, с. 100—110.
4. *Гопасюк С. И.* Временные изменения магнитного поля в активных областях на Солнце.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 36, с. 56—68.
5. *Gopasyuk S. I., Moreton G. E.* Motions of magnetic fields and umbrae within a spot group.— Proc. Astron. Soc. Australia, 1967, vol. 1, N 1, p. 8—9.
6. *Гопасюк С. И.* О характере магнитного поля пятен в короне.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1965, т. 34, с. 288—294.
7. *Калман Б.* Магнитные поля и собственные движения солнечных пятен. I.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1976. т. 55, стр. 60—69.
8. *Калман Б.* Эволюция групп пятен и их магнитного поля. I.— Солнечные данные, 1978, № 12, с. 69—76.
9. *Степанов В. Е., Северный А. Б.* Фотоэлектрический метод измерения величины и направления магнитного поля на поверхности Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1962, т. 28, с. 166—193.
10. *Никулин Н. С.* Одновременная регистрация всех основных параметров магнитного поля с помощью солнечного магнитографа.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 36, с. 76—86.
11. *Калман Б.* Связь структуры полутени солнечных пятен с вектором магнитного поля.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 114—127.
12. *Годунов С. К.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1971, с. 416.
13. Метод расчета бессиловых, α = const, полей, создаваемых уединенным источником в плоском слое/Денисенко В. В., Романов В. А. Рукопись деп. в ВИНИТИ, 1982 г. № 1796—82. Деп.
14. *Hagyard M., Low B. C., Tandberg-Hanssen E.* On the presence of electric currents in the Solar atmosphere. I: A theoretical framework.— Solar Phys., 1981, vol. 73, N 2, p. 257—268.

УДК 523.745,523.746

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПОПЕРЕК ТЕНИ ПЯТЕН ПО ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ Fe I, Zr I И Y I

М. Дж. Гусейнов

Измерены напряженности магнитных полей H поперек тени большого пятна гр. № 361 (нумерация по «Солнечным данным») по пяти линиям поглощения с различной чувствительностью к температуре. Зеемановские спектрограммы в двух диапазонах длин волн (λ 6125—6175 Å и λ 6410—6460 Å) получены на МБСТ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР 30, 31.10 и 01.11 1972 г. Сравниваются распределения значений H поперек тени пятен, определенных по простым триплетам Зеемана Zr I λ6127,5 Å, λ6143,2 Å, Fe I λ 6173,3 Å, λ 6420,0 Å и Y I λ 6435,0 Å, которые в спектре ядра имеют приблизительно одинаковую роуландовскую интенсивность.

Показано, что: 1) напряженности магнитных полей H, измеренные по двум линиям нейтрального циркония, и их распределения поперек тени пятен одинаковы; 2) места максимумов магнитного поля в ядре пятен по спектральным линиям разных элементов совпадают; 3) напряженности магнитных полей H по линиям Fe I на 200—400 Гс меньше, чем по Zr I и Y I.

Предполагается, что: а) линии нейтрального железа образуются в сплошном темном фоне, а линии циркония и иттрия — в более темных узлах тени пятен; б) все пять линий поглощения возникают примерно на одних и тех же глубинах. Делается заключение о том, что в более темных узлах тени напряженность магнитного поля H в среднем на 300 Гс больше, чем в окружающем сплошном фоне ядра пятен.

THE DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD STRENGTH ACROSS THE SUNSPOT UMBRA BASED ON Fe I, Zr I AND Y I ABSORPTION LINES, by *M. J. Huseyenov.*— The magnetic field strenghts H across the sunspot umbra N 361 (numbering according to «Solar data») are measured observing five different temperature-sensitive absorption lines. Zeeman spectrograms in two wavelength ranges (λ 6125—6175 Å and λ 6410—6460 Å) were obtained at Small tower solar telescope of the Crimean observatory in October 30, 31 and November 1, 1972. The distributions of H across the sunspot umbra determined with simple Zeeman triplets Zr I λ 6127.5 Å, λ 6143.2 Å, Fe I λ 6173.3 Å, λ 6420.0 Å. and Y I λ 6435.0 Å are compared, showing in the umbra spectrum approximately the same Rouland intensity.

It has been found, that: 1) the magnetic field strenghts H, measured with two lines of Zr I and their distribution across the sunspot umbra are the same; 2) the places of peaks of magnetic field in the sunspot umbra according to spectral lines of different elements coincide; 3) magnetic fields strength H according to Fe I-lines are 200—400 Gs lower than in Zr I and Y I — lines.

We suppose, that: a) the lines of neutral iron are formed in a continuous dark background, the Zr I and Y I-lines — in darker umbral knots; b) all five absorption lines are formed at nearly the same depths. It has been concluded, that in darker umbral knots the magnetic field strength H is, on average, 300 gauss larger than in the continuous dark background.

Ранее в [1] сравнивались распределения напряженностей магнитных полей поперек тени солнечных пятен, наблюденные по линиям поглощения Fe I λ6302,5 Å, V I λ6285,2 Å и λ6296,5 Å. Первая из них, как известно, простой триплет Зеемана с большим расщеплением, а последние две линии в магнитном поле показывают сложную картину расщепления. Так как измерения магнитных полей по простым зеемановским триплетам более точны и надежны, мы 30, 31.10 и 01.11 1972 г. на МБСТ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР провели специальные наблюдения спектров большого пятна гр. № 361 (нумерация по бюллетеню «Солнечные данные») в двух других выбранных областях спектра: 1) λ6125—6175 Å и 2) λ6410—6460 Å. В первом диапазоне длин волн для определения напряженности магнитного поля в тени пятен удобны линии поглощения Zr I λ6127,475 Å, λ6143,183 Å

и Fe I λ6173,341 Å, а во втором — линии Y I λ6435,049 Å и Fe I λ6419,956 Å. Материал наблюдения и данные о спектральных линиях подробно описаны в [2].

Здесь лишь коротко отметим, что все пять линий поглощения, во-первых, являются простыми триплетами Зеемана с достаточно хорошими расщеплениями; во-вторых, они в спектре пятен имеют примерно одинаковую роуландовскую интенсивность, но обладают различной чувствительностью к температуре. Спектральные линии нейтрального циркония и иттрия «чисто теневые», т. е. они чрезвычайно слабы в спектре фотосферы, но значительно усиливаются в спектрах тени пятна и звезд типа K, а у звезд типа M и S становятся очень хорошо выраженными, сильными [3]. Как видно из таблицы,

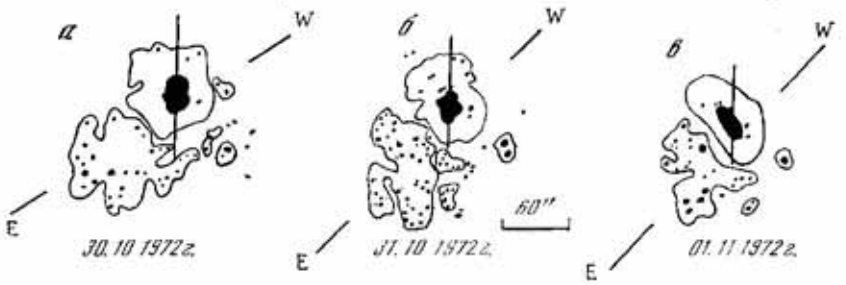


Рис. 1. Зарисовки гр. № 361 (нумерация по «Солнечным данным»)

приведенной в [1], потенциалы возбуждения нижнего уровня линий поглощения нейтрального железа существенно больше, чем линий циркония и иттрия. Кроме того, линии Fe I относятся к фраунгоферовым линиям температурных классов III и V со средним и высоким энергетическими уровнями, тогда как линии Zr I и Y I являются типичными представителями линий температурного класса I с низким энергетическим уровнем [4].

Учитывая изложенное выше, как и в [1], можно предполагать, что основной вклад в излучение в линиях нейтрального железа в спектре тени пятен вносит сплошной темный фон, а линии циркония и иттрия образуются в более темных узлах тени. Таким образом, проводя наблюдение магнитных полей тени пятен одновременно в нескольких линиях поглощения с различной чувствительностью к температуре, мы получаем возможность сравнивать распределения напряженностей магнитных полей в сплошном темном фоне тени и в более темных узлах ее.

На рис. 1 приведены зарисовки гр. № 361 в дни наблюдений, где вертикальной жирной прямой указано направление щели. Как видно, форма тени большого пятна существенно изменялась изо дня в день, особенно сильно менялась ширина тени, попадающая на щель спектрографа.

Во время наблюдений перед щелью ставился круговой анализатор с многополосной поляризационной мозаикой. Ширина каждой полоски мозаики соответствует 3″ на поверхности Солнца. Так как для определения H мы измеряем расстояние $\Delta\lambda_H$ между коротко- и длинноволновыми σ-компонентами линий поглощения, которые в случае продольного поля видны поочередно в соседних полосках спектра, то пространственное разрешение не лучше чем 3″ (отметим, что во время наблюдений дрожания изображений также составляли примерно 3—4″).

Напряженности магнитных полей вычислялись по известной формуле

$$H = \frac{\Delta\lambda_H}{9{,}34\cdot 10^{-5}\, g\lambda_0^2},$$

где g — фактор Ланде зеемановского расщепления, λ_0 — длина волны линии поглощения, $\Delta\lambda_H$ — расстояния между σ_r и σ_v-компонентами. Они измерялись на микроскопе МИР-12. Для каждого места определения H измерения $\Delta\lambda_H$ повторялись пять раз и находились среднеарифметические величины. Среднеквадратичные ошибки наведения нити измерительного микроскопа на

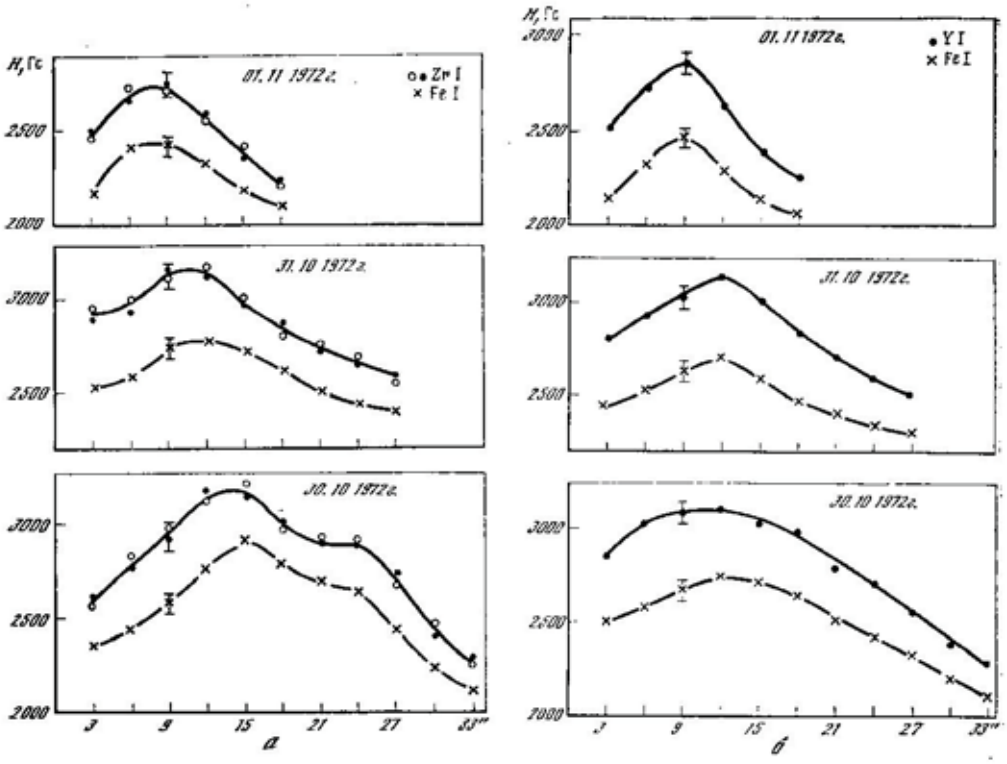


Рис. 2. Распределение напряженностей магнитных полей H поперек тени пятен
а — по линиям Zr I и Fe I, *б* — по линиям Y I и Fe I

σ-компоненты для каждой точки определения H составляют: для линии Fe I λ6173,3 Å ±(25—30) Гс, для всех остальных линий ±(40—50) Гс.

На рис. 2 приведены кривые распределения напряженностей магнитных полей поперек тени большого пятна, наблюденного 30, 31.10 и 01.11 1972 г. По оси абсцисс отложено расстояние r от одного и того же края тени пятна, по оси ординат — величина напряженности магнитного поля H.

Как хорошо видно из рис. 2, *а*, линии поглощения циркония показывают примерно одинаковое распределение напряженности магнитного поля H поперек тени пятна (мы для двух линий Zr I проводим одну сплошную кривую). Штриховой кривой проведено распределение H по линии Fe I λ6173,3 Å. Видно, что напряженность поля H в линиях Zr I на протяжении всей тени пятна на 200—300 Гс больше, чем по линии Fe I. Заметна также тенденция роста этой разницы в направлении, где напряженность поля H максимальна (в направлении к центру тени).

На рис. 2, *б* приведены распределения H поперек тени тех же пятен по линиям поглощения Y I λ6435,0 Å и Fe I λ6420,0 Å. Здесь также напряженность поля H по линии железа оказывается меньше, чем по «чисто теневой» линии иттрия, но разница полей составляет 300—400 Гс.

Необходимо отметить, что при сравнении напряженностей магнитных полей H по различным линиям поглощения могут иметь место три основных источника систематических ошибок: 1) различие в блендировании σ- и центрального компонента расщепления; 2) различие в глубинах образования линий поглощения; 3) неточности в факторах Ланде используемых линий.

Рассмотрим первый из них. В нашем случае все линии поглощения имеют достаточно большое магнитное расщепление: во-первых, для них факторы Ланде большие, во-вторых, наблюдалось крупное пятно с сильным магнитным полем. Поэтому на поляризационных спектрограммах тени этого пятна у всех изучаемых линий поглощения зеемановские компоненты расщепления полностью разделены. Только для линии Fe I λ6420,0 Å может иметь место

слабое блендирование между σ- и центральной компонентами. Отметим, что слабые центральные компоненты линий Fe I λ6173,3 Å и λ6420,0 Å в наших наблюдениях, по-видимому, связаны в основном с рассеянным светом. Дело в том, что в дни наблюдений гр. № 361 была недалеко от центрального меридиана (относительное расстояние от центра диска Солнца $\rho = 0{,}3 \div 0{,}6$) и магнитное поле в тени преимущественно продольное. Это подтверждается отсутствием центральной компоненты в «чисто теневых» линиях Zr I и Y I.

Трудной задачей является определение глубин образования линий поглощения в пятне. Мы здесь, основываясь только на примерной одинаковости роуландовской интенсивности наблюдаемых линий поглощения, предполагаем, что они возникают на очень близких глубинах в атмосфере тени пятна, хотя не исключено их существенное различие. Следовательно, некоторая часть разницы в напряженностях магнитных полей H в тени пятен по линиям поглощения разных элементов, возможно, связана с различием глубин их образования.

Наконец, о возможном влиянии неточностей в значениях факторов Ланде. Согласно [5] лабораторные величины множителей Ланде для линий циркония λ6127,5 Å на 1,2%, λ6143,2 Å на 1,4%, а для Fe I λ6420,0 Å на 3,1% меньше, чем их теоретические значения при $L - S$-связи. Если принять лабораторные величины факторов Ланде для исследуемых линий поглощения, различие H между полями, измеренными по линиям Zr I и Fe I, несколько увеличится, но разность H между магнитными полями по лиям Y I и Fe I, наоборот, уменьшится. Тогда средняя разность напряженностей магнитных полей H между полями в наиболее темных узлах тени и в окружающем сплошном темном фоне ее составит примерно 300 Гс.

Таким образом, можно заключить, что: 1) напряженности магнитных полей H, измеренные по двум линиям нейтрального циркония, и их распределения поперек тени пятен одинаковы; 2) места максимумов магнитного поля в ядре пятен по спектральным линиям разных элементов совпадают; 3) в более темных узлах тени напряженность магнитного поля H в среднем на 300 Гс больше, чем в окружающем сплошном фоне ядра пятен.

Автор благодарен А. Б. Северному за важные критические замечания, Н. А. Фроловой и В. В. Гапееву за подготовку иллюстраций.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Гусейнов М. Дж., Русских В. И.* Сравнение распределений напряженности магнитного поля поперек тени пятен по линиям поглощения с различной чувствительностью к температуре.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68, с. 31—36.
2. *Гусейнов М. Дж.* Изучение магнитных полей в тени солнечных пятен по фраунгоферовым линиям с различной чувствительностью к температуре.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 168—174.
3. *Меррил П.* Линии химических элементов в астрономических спектрах. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
4. *St. John C. E., Moore C. E., Ware L. M.* et al. Revision of Rowlands' preliminary table. Carnegie Inst. Wash. Publ., 1928, N 36.
5. *Гусейнов М. Дж.* Факторы магнитного расщепления для избранных спектральных линий Солнца в диапазоне длин волн λ4000—6750 Å, вычисленные по лабораторным значениям множителей Ланде комбинирующихся термов.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 70.

УДК 523.9

ВЛИЯНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА НА УСТОЙЧИВОСТЬ СОБСТВЕННЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЦА

А. Г. Косовичев, А. Б. Северный

Рассчитаны модели внутреннего строения Солнца с низким содержанием тяжелых элементов в зоне лучистого переноса энергии (модель С) и с перемешиванием вещества в ядре. Предполагалось, что перемешивание приводит к более равномерному распределению содержания водорода по массе в сравнении со стандартной моделью. В квазиадиабатическом приближении исследована устойчивость собственных нерадиальных колебаний для этих моделей.

Найдено, что для модели С гравитационные моды g_1 и g_2 дипольных колебаний ($l = 1$) неустойчивы вследствие ε-механизма. Этим результатом подтверждается предложенный ранее для данной модели А. Б. Северным и др. [1] нелинейный резонансный механизм возбуждения наблюдаемых на Солнце колебаний с периодами 120—200^{m}. Неустойчивость собственных гравитационных колебаний проявляется также в моделях с перемешиванием, если отношение содержания водорода в центре к содержанию его на поверхности составляет 0,7—0,8. Отмечено, что из всех рассмотренных теоретических моделей внутреннего строения с экспериментом по регистрации солнечных нейтрино и наблюдениями гравитационных колебаний Солнца согласуются лишь модели с низким Z.

INFLUENCE OF CHEMICAL COMPOSITION ON THE STABILITY OF SOLAR GRAVITY MODE OSCILLATIONS, by *A. G. Kosovichev, A. B. Severny.*— Solar models with low heavy elements abundance interior (model C) and with mixing in the core are calculated. It is suggested that mixing leads to more homogeneous distribution of hydrogen concentration in the core compared with the standard model. The non-radial oscillations stability of these models are investigated by quasi-adiabatic approximation. For model C g_1- and g_2-modes belonging to the dipole ($l = 1$) oscillations are found unstable due to ε-mechanism. It means that the mechanism of nonlinear resonance excitation of long period (over the range 120—200^{m}) solar oscillations as suggested by Severny et al [1] for this model is confirmed. The instability of a gravity mode is also revealed in the mixing models when the ratio of hydrogen abundance at the centre and the surface equals approximately to 0,7—0,8. It is pointed out that only the models with low Z are in agreement with solar neutrino experiment and the observed solar gravity mode oscillations.

Недавно в [1—3] сделаны сообщения об обнаружении помимо хорошо известной пульсации с периодом 160 мин других длиннопериодных колебаний Солнца с амплитудой, в несколько раз меньшей амплитуды 160-мин колебания. Эти колебания рассматриваются в [1—3] как собственные гравитационные колебания Солнца.

В [1] на основе анализа обширного наблюдательного материала, полученного в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР за последние 9 лет, выделено 32 периода колебаний в интервале 120—200^{m}. Сопоставление их с имеющимися теоретическими расчетами спектров собственных колебаний Солнца для различных моделей показало наилучшее совпадение для модели внутреннего строения Солнца с низким содержанием тяжелых элементов в ядре (так называемая «модель С» [4]). При этом десять наблюдаемых частот колебаний отождествлены с g-модами степени $l = 4$ и порядков $n = 10 \div 20$, остальные с комбинационными частотами для g-мод различных степеней и порядков.

Важным результатом [1] является обнаружение большого числа резонансных соотношений между собственными частотами колебаний g-мод и комбинационными частотами, что, как показано в [1], может быть существенным при нелинейности колебаний. В частности, для 160-мин колебания имеет

место резонанс моды $2g_8$ ($160^m.80$) [1] с комбинационными колебаниями: $1g_1-2f$ ($160^m.83$), $2g_1-4g_6$ ($160^m.24$), $3g_4-4g_{14}$ ($160^m.21$). Это позволило сделать заключение, что большую роль в возбуждении длиннопериодных колебаний на Солнце играет нелинейное резонансное взаимодействие гравитационных мод колебаний.

Отметим, что ранее механизм резонансного возбуждения 160-мин колебаний теоретически рассматривался Вандакуровым [5, 6] и Джембовским [7, 8]. Недавно в [9] также отмечена большая роль резонансного взаимодействия g-мод на Солнце.

Согласно теории, разработанной в [5, 8], нелинейное взаимодействие трех мод, находящихся в резонансе ($\omega_1 \approx \omega_2 + \omega_3$), приводит к возбуждению колебаний с частотами ω_2 и ω_3, если колебание с частотой ω_1 неустойчиво вследствие какого-либо внутреннего механизма.

Таким образом, важнейшим условием возбуждения длиннопериодных колебаний на Солнце может являться резонанс с неустойчивыми модами.

Изучению устойчивости собственных гравитационных колебаний Солнца посвящено большое число исследований, обзор которых содержится в [10]. Эти исследования проводились для стандартной модели Солнца в связи с предложенным Дилке и Гафом [11] механизмом перемешивания вещества в солнечном ядре. Было показано, что низшие гравитационные моды $1g_1$ и $1g_2$ неустойчивы в прошлом во время эволюции Солнца на главной последовательности для возраста приблизительно от $2\cdot10^8$ лет до $3\cdot10^9$ лет и что для стандартной модели современного Солнца все g-моды устойчивы.

Как известно, исходными для стандартной модели Солнца, так же как и для любой другой, являются следующие допущения: а) сферическая симметрия Солнца; б) постоянство его массы; в) возраст Солнца тот же, что и возраст Земли, приблизительно $4{,}7\cdot10^9$ лет; г) однородность по химическому составу начальной массы, из которой возникло Солнце. Построение же стандартной модели основано еще на двух предпосылках: 1) содержание тяжелых элементов постоянно по всей массе Солнца и такое же, как в его атмосфере: $Z = 0{,}02$; 2) в ходе эволюции перемешивание вещества происходило только в конвективной оболочке. Хорошо известно, что стандартная модель предсказывает слишком большой поток высокоэнергичных нейтрино, что противоречит результатам эксперимента Дэвиса [12]. Для того чтобы согласовать теорию с экспериментом Дэвиса, необходимо отказаться от какой-либо одной из предпосылок стандартной модели. Обычно это делается двумя способами. В первом случае рассматриваются модели с первоначально низким содержанием тяжелых элементов (в модели С, например, $Z_0 = 0{,}001$), и при этом считается, что в ходе эволюции происходило «загрязнение» конвективной оболочки тяжелыми элементами до наблюдаемого значения $Z = 0{,}02$ за счет аккреции межзвездного вещества [4, 13]. Во втором предполагается, что вещество в солнечном ядре подвержено перемешиванию (например, вследствие турбулентной диффузии [14]), что приводит к сглаживанию неоднородности химического состава и к увеличению концентрации водорода в центре. В обоих случаях удается построить модели, согласующиеся с измерениями потока солнечных нейтрино.

Неустойчивость относительно собственных гравитационных колебаний также следует считать важной характеристикой моделей внутреннего строения, поскольку она дает механизм возбуждения долгопериодных колебаний, наблюдаемых на Солнце [15].

Нами изучается устойчивость гравитационных мод для моделей с низким содержанием тяжелых элементов в ядре и моделей с перемешиванием. Основная цель — показать неустойчивость g-мод в модели С [4] и тем самым дать теоретическое обоснование указанным выше результатам [1]. Мы также сопоставим модели Солнца с имеющимися в настоящее время данными по потоку солнечных нейтрино и собственным колебаниям Солнца.

---

[1] Сокращенная запись lg_n обозначает g-моду для сферической гармоники степени l, n — порядковый номер моды (порядок), в скобках период в минутах.

1. Модели

Расчеты солнечных моделей проводились методом «сшивки» [16]. Для расчета конвективной оболочки мы использовали подпрограммы из программы «быстрой» модели конвективной зоны [17], которая была любезно предоставлена нам проф. Л. Патерно. Коэффициент поглощения получен интерполяцией таблиц Кокса и Стюарт [18]. Скорости ядерных реакций взяты из [19] с учетом поправок на электронное экранирование [20]. Следуя [21], мы учитывали отклонение содержания ^{3}He от равновесного на границе солнечного ядра. В уравнение состояния включены электростатические поправки к давлению [22] и поправки на электронное вырождение [23]. Предполагалась полная ионизация водорода и гелия при температуре $T > 10^6$ К. Калибровка моделей Солнца проводилась для возраста $4{,}75 \cdot 10^9$ лет.

Модели с низким содержанием тяжелых элементов в ядре. Мы рассчитали эволюционные последовательности для модели С (начальное содержание тяжелых элементов $Z_0 = 0{,}001$) и для сравнения для стандартной модели А ($Z_0 = 0{,}02$). Обогащение конвективной оболочки тяжелыми элементами в модели С рассматривалось способом, аналогичным [4]. Аккреция межзвездного вещества на Солнце моделировалась постепенным увеличением содержания тяжелых элементов на поверхности с постоянной скоростью от 0,001 до 0,02. Предполагалось, что захватываемое вещество однородно перемешивается в конвективной зоне. Изменением массы Солнца пренебрегалось.

В табл. 1 приведены параметры моделей А и С для современного Солнца, которые в основном хорошо согласуются с результатами [4]. Однако мы получили, что глубина конвективной зоны в модели С составляет 13,5% от радиуса Солнца, в то время как в предыдущих расчетах [4] она составляла всего 4%. Это различие, вероятно, обусловлено влиянием электростатических поправок в уравнении состояния, так как недавно в [24] показано, что учет этих поправок приводит к заметному увеличению глубины конвективной зоны в теоретических моделях Солнца.

Таблица 1

Свойства солнечных моделей

Параметр	Модель А	Модель С
Начальное содержание тяжелых элементов Z_0	0,02	0,001
Начальное содержание водорода X_0	0,7375	0,8617
Начальная светимость L_0, эрг·с$^{-1}$	$2{,}79 \cdot 10^{33}$	$2{,}88 \cdot 10^{33}$
Начальная масса конвективной зоны $M_\odot$	$2{,}4 \cdot 10^{-2}$	$9{,}5 \cdot 10^{-4}$
Длина перемешивания/шкала высот α	1,5	1,01
Современная плотность в центре ρ_c, г·см$^{-3}$	146,1	123,7
Современная температура в центре T_c, К	$1{,}49 \cdot 10^7$	$1{,}39 \cdot 10^7$
Современное содержание водорода в центре X_c	0,387	0,512
Масса современной конвективной зоны $M_\odot$	$1{,}8 \cdot 10^{-2}$	$5{,}3 \cdot 10^{-4}$
Глубина современной конвективной зоны $R_\odot$	0,267	0,135

В табл. 2 приведены параметры моделей А и С различного возраста, выбранных для исследования устойчивости.

Модели с перемешиванием. Постоянное выгорание водорода в солнечном ядре приводит к неравномерному распределению концентрации водорода по массе. Зависимость содержания водорода X от доли массы $q = M(r)/M_\odot$ для стандартной модели современного Солнца с хорошей точностью можно аппроксимировать выражением [25]

$$\frac{X}{X_0} = \begin{cases} \frac{X_c}{X_0}\left(1 + \frac{q}{q_0}\right)^\beta & \text{при } 0 \leqslant q \leqslant q_1, \\ 1 & \text{при } q_1 < q \leqslant 1, \end{cases} \qquad (1)$$

Таблица 2

Свойства эволюционных моделей

Номер модели	Возраст, год	X_c	T_c, 10^7 К	ρ_c, г·см$^{-3}$	L, 10^{33} эрг·с$^{-1}$	R, 10^{10} см
			Модель А			
1	$9{,}5\cdot10^7$	0,731	1,30	81,5	2,81	6,20
2	$9{,}5\cdot10^8$	0,670	1,33	89,0	2,95	6,31
3	$1{,}8\cdot10^9$	0,601	1,36	99,0	3,13	6,44
4	$2{,}95\cdot10^9$	0,531	1,40	111,0	3,33	6,59
5	$3{,}8\cdot10^9$	0,460	1,44	126,6	3,56	6,77
6	$4{,}75\cdot10^9$	0,387	1,49	146,1	3,82	6,96
			Модель С			
1	$9{,}5\cdot10^7$	0,855	1,24	75,4	2,89	6,15
2	$9{,}5\cdot10^8$	0,794	1,26	81,2	3,02	6,27
3	$1{,}8\cdot10^9$	0,725	1,29	89,1	3,19	6,42
4	$2{,}95\cdot10^9$	0,655	1,32	98,4	3,37	6,58
5	$3{,}8\cdot10^9$	0,584	1,35	109,7	3,58	6,76
6	$4{,}75\cdot10^9$	0,512	1,39	123,7	3,82	6,96

где X_0 и X_c — содержание водорода соответственно на поверхности и в центре Солнца; β — показатель степени, равный 0,2 [25]; параметр q_1 определяется из уравнения $X(q_1) = X_0$, и q_0 — из дополнительного условия

$$\int_0^1 (X_0 - X)\,dq = \frac{\Delta M_{\text{H}}}{M_\odot} = \frac{L_\odot t_\odot}{\varepsilon_{\text{H}} M_\odot} \approx 0{,}04, \tag{2}$$

которое означает, что за время эволюции Солнца на главной последовательности $t_\odot$ масса выгоревшего водорода ΔM_{H} составляет приблизительно 4% от массы Солнца $M_\odot$. Здесь $L_\odot$ — светимость Солнца, $\varepsilon_{\text{H}} \approx 6{,}3\cdot10^{18}$ эрг/г — количество энергии, выделяемое при сгорании 1 г водорода.

Перемешивание водорода внутри Солнца ведет к перераспределению содержания водорода по массе q, т. е. к сглаживанию зависимости $X(q)$ и к увеличению отношения X_c/X_0. Отвлекаясь от рассмотрения конкретных механизмов перемешивания, будем считать, что в моделях с перемешиванием для современного Солнца зависимость $X(q)$ можно также задать в виде (1), а содержание тяжелых элементов постоянным по массе: $Z = 0{,}02$. Если фиксировать $\beta = 0{,}2$, то выражение (1) задает семейство моделей, зависящих от одного параметра X_c/X_0. В частности, при $X_c/X_0 = 1$ получаем однородную модель (полное перемешивание), а при $X_c/X_0 = 0{,}5$ — стандартную модель (без перемешивания).

В [14] рассчитаны модели Солнца, в которых перемешивание осуществляется турбулентной диффузией. Распределение содержания водорода по массе в этих моделях можно с точностью 1% аппроксимировать выражением (1), в котором при значении турбулентного числа Рейнольдса $\text{Re} = 100$ $X_c/X_0 = 0{,}78$, $\beta = 0{,}1$ и при $\text{Re} = 200$ $X_c/X_0 = 0{,}85$, $\beta = 0{,}05$.

В табл. 3 приведены параметры рассчитанных моделей, где $\alpha = \lambda/H_p$ — отношение длины перемешивания в конвективной зоне к шкале высот H_p, T_c и ρ_c — температура и плотность в центре, D — глубина конвективной зоны в единицах солнечного радиуса. Отметим, что светимости и радиусы для данных моделей равны современным солнечным значениям и что номера моделей в табл. 3 (первый столбец) соответствуют различным значениям параметра перемешивания X_c/X_0 в отличие от табл. 2, где модели пронумерованы в зависимости от возраста на главной последовательности. Последние два столбца табл. 3 содержат параметры, которые важны для последующего обсуждения; F_ν — поток нейтрино, оцененный по приближенной формуле [1]

$$F_\nu \approx 5{,}2\,(T_7/1{,}49)^{28}\ \text{(SNU)},$$

[1] Д. О. Гаф — частное сообщение.

где $T_7 = T_c/10^7$ К; P_0 — параметр в асимптотической формуле для периодов g-мод низкой степени l и высокого порядка n [26]:

$$P = P_0 (n + l/2 - {}^1/_4)/\sqrt{l(l+1)}; \qquad P_0 = 2\pi^2 \left(\int_0^{R_c} \frac{N}{r}\, dr \right)^{-1}, \tag{3}$$

здесь N — частота Брунта—Вяйсала, R_c — радиус нижней границы конвективной зоны.

2. Устойчивость нерадиальных колебаний

Основы теории устойчивости малых колебаний звезд были заложены 30—40-е годы Т. Каулингом, С. Росселандом, А. Б. Северным и П. Леду. Вопросы устойчивости звезд относительно нерадиальных колебаний впервые достаточно строго и полно рассмотрены в [27]. В этой работе, в частности, сделан вывод, что устойчивость собственных колебаний регулируется тремя факторами: химическим составом звезды, способом образования энергии и способностью рассеивать энергию. Было также показано, что наиболее неустойчивыми являются колебания дипольного типа ($l = 1$) и что неустойчивость нерадиальных колебаний может возникнуть в результате сильной температурной чувствительности выделения энергии в ядерных реакциях (ε-механизм). Выполненные сравнительно недавно детальные численные расчеты устойчивости [21, 28—31] полностью подтвердили эти принципиальные выводы. Сейчас имеются указания [10], что дестабилизирующий ε-механизм на Солнце связан с сильной зависимостью от температуры реакции ^{3}He (^{3}He, $2p$)^4 He, которая в неустойчивых моделях дает около половины всей энергии в p—p цикле, и что наиболее нестабильными являются низшие моды гравитационных колебаний степени $l = 1$.

В настоящей статье расчеты устойчивости нерадиальных колебаний выполнены в квазиадиабатическом приближении. Согласно этой теории, разработанной в окончательном виде П. Леду и его сотрудниками [29, 32, 33], коэффициент затухания колебания с частотой σ нерадиальной моды степени l и порядка n записывается в виде

$$\sigma'_{n,l} = -\frac{1}{2} \frac{E_N - E_F}{\sigma^2 \int_0^M |\delta \mathbf{r}|^2\, dm},$$

где

$$E_N = \int_0^M \frac{\delta T}{T} \delta\varepsilon\, dm,$$

$$E_F = \int_0^M \frac{\delta T}{T} \delta\left(\frac{1}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{F}\right) dm.$$

$\mathbf{F}$ — сумма лучистого и конвективного потоков энергии. Интеграл E_N представляет вклад дестабилизирующего ε-механизма, а интеграл E_F обусловлен диссипацией вследствие возмущения лучистого и конвективного потоков энергии. Для вычисления этих интегралов мы использовали формулы из [29]. Влиянием механических эффектов конвекции пренебрегалось.

Собственные частоты и собственные функции адиабатических колебаний рассчитывались методом «сшивки», подобным тому, который использовался ранее Смейерсом [34].

Результаты расчетов для отдельных мод моделей с низким содержанием тяжелых элементов в ядре представлены в табл. 4 (для модели А) и в табл. 5 (для модели С), а также на рис. 1.

В случае стандартной модели А наши результаты хорошо согласуются с предыдущими расчетами [21, 29—31]. Они показывают, что низшие g-моды степени $l = 1$ неустойчивы во время эволюции Солнца на главной последо-

Таблица 3

Свойства моделей с перемешиванием

Номер модели	X_c/X_0	β	X_0	X_c	α	T_c, 10^7 K	ρ_c, г·см$^{-3}$	D, $R_\odot$	F_ν, SNU	P_0, мин
1	1,0	0,2	0,6833	0,6833	1,126	1,409	89,88	0,195	1,1	74,03
2	0,9	0,2	0,7171	0,6540	1,341	1,425	94,46	0,239	1,5	69,84
3	0,8	0,2	0,7334	0,5867	1,473	1,457	106,00	0,260	2,8	59,70
4	0,7	0,2	0,7361	0,5152	1,520	1,484	116,70	0,267	4,6	50,72
5	0,6	0,2	0,7378	0,4427	1,547	1,503	135,43	0,270	6,6	43,15
6	0,5	0,2	0,7392	0,3692	1,566	1,513	153,42	0,272	7,9	36,87
7*	0,78	0,1	0,7334	0,5721	1,467	1,455	107,97	0,260	2,7	56,12
8*	0,85	0,05	0,7182	0,6185	1,355	1,434	99,64	0,242	1,8	61,31

* Модели с турбулентной диффузией.

Таблица 4

Устойчивость собственных гравитационных колебаний в модели А (P — период колебаний в мин, $(\sigma')^{-1}$ — время затухания в годах)

Номер модели	$l=1$, g_1		$l=1$, g_2		$l=1$ g_3		$l=2$, g_1		$l=2$, g_2	
	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$
1	109,41	$1,76\cdot10^8$	154,32	$1,72\cdot10^7$	202,01	$5,10\cdot10^8$	75,11	$6,84\cdot10^8$	99,11	$4,70\cdot10^8$
2	102,87	$-1,55\cdot10^7$	140,89	$-1,68\cdot10^7$	177,17	$3,41\cdot10^9$	72,85	$6,82\cdot10^8$	93,56	$8,08\cdot10^8$
3	93,54	$-7,78\cdot10^6$	124,37	$-1,15\cdot10^7$	155,02	$2,30\cdot10^7$	69,42	$4,57\cdot10^8$	85,72	$2,27\cdot10^7$
4	83,14	$-6,54\cdot10^6$	111,03	$-1,95\cdot10^7$	139,16	$1,98\cdot10^7$	64,82	$1,83\cdot10^8$	77,71	$8,85\cdot10^6$
5	73,40	$-9,45\cdot10^6$	100,08	$-2,98\cdot10^7$	125,27	$1,80\cdot10^7$	60,56	$5,44\cdot10^5$	71,39	$2,40\cdot10^6$
6	65,10	$1,67\cdot10^6$	89,73	$-6,33\cdot10^7$	112,37	$1,14\cdot10^7$	57,66	$2,89\cdot10^5$	66,26	$7,37\cdot10^5$

Таблица 5

Устойчивость собственных гравитационных колебаний в модели С (P — период колебаний в мин, $(\sigma')^{-1}$ — время затухания в годах)

Номер модели	$l=1$, g_1		$l=1$, g_2		$l=1$, g_3		$l=2$, g_1		$l=2$, g_2	
	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$
1	122,90	$3,24\cdot10^{7}$	174,21	$2,85\cdot10^{7}$	232,03	$3,37\cdot10^{6}$	81,52	$7,60\cdot10^{6}$	112,04	$4,78\cdot10^{6}$
2	116,23	$-1,41\cdot10^{7}$	158,04	$-9,22\cdot10^{6}$	205,16	$-1,36\cdot10^{7}$	79,36	$1,04\cdot10^{7}$	104,75	$1,68\cdot10^{7}$
3	105,87	$-5,94\cdot10^{6}$	139,67	$-8,23\cdot10^{6}$	175,50	$-1,05\cdot10^{7}$	75,81	$1,54\cdot10^{7}$	94,87	$-4,00\cdot10^{7}$
4	93,74	$-4,69\cdot10^{6}$	125,47	$-1,10\cdot10^{7}$	155,47	$-2,73\cdot10^{7}$	70,31	$1,71\cdot10^{7}$	85,69	$1,27\cdot10^{8}$
5	82,46	$-4,94\cdot10^{6}$	113,50	$-1,12\cdot10^{7}$	140,63	$-3,35\cdot10^{8}$	63,30	$1,87\cdot10^{6}$	78,41	$8,67\cdot10^{6}$
6	72,87	$-7,12\cdot10^{6}$	102,25	$-1,09\cdot10^{7}$	128,12	$-1,12\cdot10^{8}$	57,22	$7,50\cdot10^{5}$	71,65	$2,70\cdot10^{6}$

Таблица 6

Устойчивость собственных гравитационных колебаний в моделях с перемешиванием (P — период колебаний в мин, $(\sigma')^{-1}$ — время затухания в годах)

Номер модели	$l=1$, g_1		$l=1$, g_2		$l=1$, g_3		$l=2$, g_1		$l=2$, g_2	
	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$	P	$(\sigma')^{-1}$
1	104,91	$4,58\cdot10^{6}$	150,08	$2,45\cdot10^{6}$	196,03	$1,37\cdot10^{6}$	72,80	$8,60\cdot10^{5}$	96,05	$1,86\cdot10^{6}$
2	100,01	$1,05\cdot10^{8}$	142,95	$1,33\cdot10^{7}$	185,20	$4,52\cdot10^{6}$	71,29	$8,10\cdot10^{5}$	92,47	$3,09\cdot10^{6}$
3	89,49	$-5,88\cdot10^{7}$	127,14	$-2,81\cdot10^{7}$	162,58	$1,04\cdot10^{7}$	67,75	$5,66\cdot10^{5}$	84,89	$3,58\cdot10^{6}$
4	79,30	$-5,30\cdot10^{7}$	111,22	$-1,38\cdot10^{7}$	142,58	$1,22\cdot10^{7}$	64,01	$4,06\cdot10^{5}$	76,93	$2,71\cdot10^{6}$
5	70,36	$6,90\cdot10^{6}$	97,23	$-2,31\cdot10^{7}$	125,82	$1,51\cdot10^{7}$	60,36	$3,48\cdot10^{5}$	69,57	$1,11\cdot10^{6}$
6	63,13	$6,02\cdot10^{5}$	85,46	$-2,40\cdot10^{8}$	109,90	$1,10\cdot10^{7}$	56,21	$3,71\cdot10^{5}$	64,31	$5,12\cdot10^{6}$
7*	88,61	$-1,86\cdot10^{7}$	122,59	$-1,32\cdot10^{7}$	155,12	$1,35\cdot10^{7}$	67,49	$5,97\cdot10^{5}$	83,35	$3,92\cdot10^{6}$
8*	95,87	$-2,94\cdot10^{7}$	133,92	$-2,37\cdot10^{7}$	169,34	$1,52\cdot10^{7}$	69,98	$7,23\cdot10^{5}$	87,02	$3,81\cdot10^{6}$

* Модели с турбулентной диффузией.

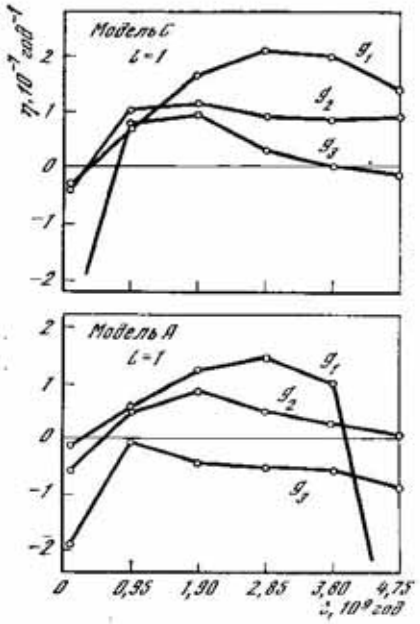
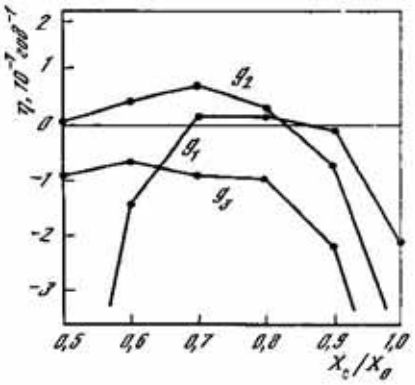


Рис. 1. Зависимость от возраста инкремента неустойчивости $\eta = -\sigma'$ собственных гравитационных колебаний g_1, g_2 и g_3 ($l = 1$) в моделях С и А

Рис. 2. Зависимость от параметра X_c/X_0 инкремента неустойчивости $\eta = -\sigma'$ собственных гравитационных колебаний g_1, g_2, g_3 ($l = 1$) в моделях с перемешиванием



вательности для возраста приблизительно от $2{,}5 \cdot 10^8$ лет до $3{,}8 \cdot 10^9$ лет. В модели А современного возраста все моды устойчивы, за исключением, возможно, моды g_2 ($l = 1$), для которой расчеты дают почти точный баланс E_N и E_F.

В случае же модели С нерадиальные моды g_1 и g_2 ($l = 1$) оказываются неустойчивыми и для современного возраста Солнца $4{,}75 \cdot 10^9$ лет. Характерное время развития неустойчивости порядка 10^7 лет. На рис. 1 показана зависимость инкремента неустойчивости $\eta = -\sigma'$ от возраста Солнца для g_1, g_2 и g_3 ($l = 1$).

Результаты исследования устойчивости нерадиальных колебаний для моделей с перемешиванием представлены в табл. 6 (периоды и время затухания для отдельных мод) и на рис. 2 (инкремент неустойчивости). Для этих моделей наиболее сильно неустойчивость проявляется при «умеренном» перемешивании: $X_c/X_0 = 0{,}7 \div 0{,}8$ (модели с порядковыми номерами 3 и 4 в табл. 6). Модели без перемешивания и модели с сильным перемешиванием ($X_c/X_0 > 0{,}9$) устойчивы. В моделях с турбулентной диффузией (модели 7 и 8) моды g_1 и g_2 для $l = 1$ неустойчивы, причем характерное время нарастания амплитуды колебаний для этих моделей меньше, чем для моделей 3 и 4. Поскольку модели с турбулентной диффузией отличаются от моделей 3 и 4 в основном лишь меньшими значениями показателя степени β в выражении (1), или, другими словами, бо́льшими градиентами функции $X(q)$ при $q \approx \approx 0$, отсюда можно сделать вывод, что увеличение градиента молекулярного веса в центральной части ядра усиливает нестабильность.

3. Обсуждение результатов. Сопоставление с наблюдениями

Анализ устойчивости собственных гравитационных колебаний Солнца показывает, что в модели с первоначально низким содержанием тяжелых элементов нерадиальные моды g_1 и g_2 ($l = 1$) неустойчивы вследствие действия ε-механизма. Таким образом, как и предполагалось в [1], для этой модели имеется возможность резонансного возбуждения длиннопериодных колебаний. Для определения эффективности данного способа возбуждения колебаний требуется специальное исследование на основе общей теории, разработанной в [35].

Модели с перемешиванием также при определенных условиях имеют неустойчивые моды колебаний. Интересно, что неустойчивость проявляется как раз в тех моделях (с номерами 3, 4, 7, 8 в табл. 6), для которых выход

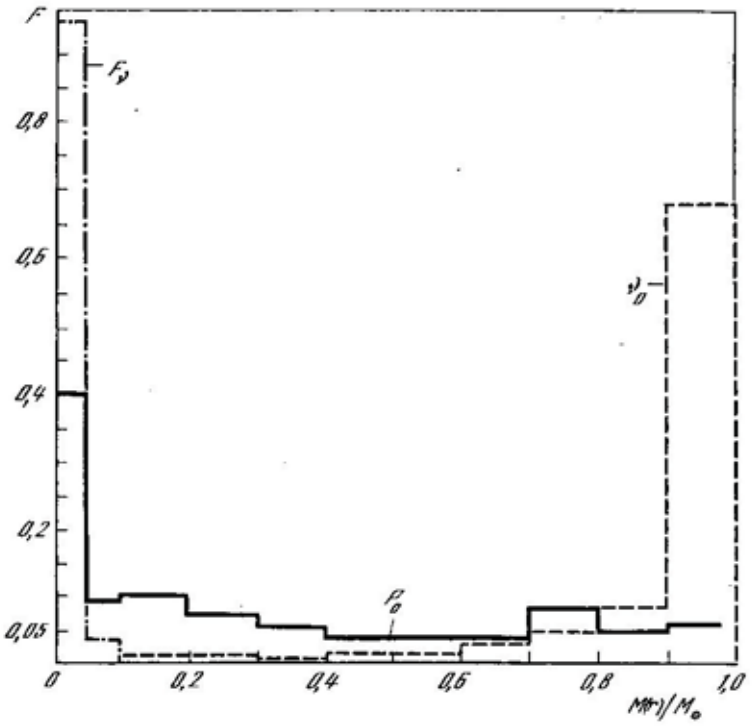


Рис. 3. Гистограмма распределения по массе относительно вклада в параметры F_ν, ν_0 [12] и P_0

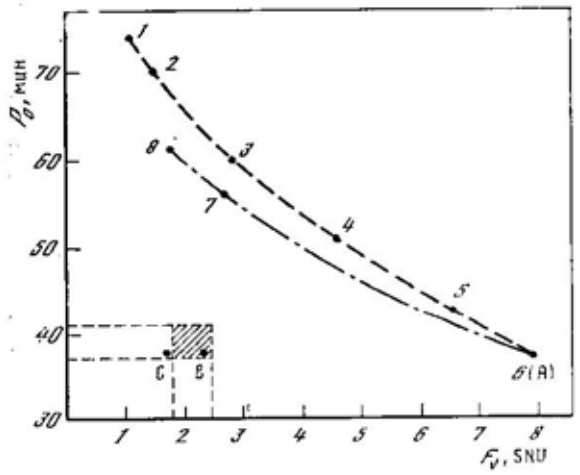


Рис. 4. Расположение на диаграмме $P_0 - F_\nu$ стандартной модели (A или номер 6), моделей с низким Z (B и C) и моделей с перемешиванием (1—8)

Заштрихованный прямоугольник показывает область наблюдаемых значений

нейтрино близок к регистрируемому в эксперименте Дэвиса: $F_\nu = 2{,}1 \pm \pm 0{,}3$ SNU.

Представляет интерес сопоставление рассмотренных моделей с имеющимися данными наблюдений.

В первом приближении такое сопоставление можно провести по следующим четырем параметрам: 1) D — глубина конвективной зоны; 2) F_ν — поток нейтрино, регистрируемых в эксперименте Дэвиса; 3) $\nu_0 = \left(2 \int\limits_0^{R_\odot} \frac{dr}{c_S}\right)^{-1}$ — параметр асимптотического распределения частот колебаний для p-мод низкой степени l и высокого порядка n (глобальные пятиминутные колебания); 4) P_0 (см. формулу (3)) — параметр асимптотического распределения периодов колебаний для g-мод при низких l и высоких n (долгопериодные колебания с периодами 120—200^{m}).

Имеющиеся в настоящее время данные не позволяют сделать однозначный вывод о глубине конвективной зоны Солнца. С одной стороны, для обес-

печения дефицита лития [36] и для интерпретации (k — ω)-диаграммы для нерадиальных колебаний высокой степени l [37] предпочтительной является глубокая конвективная зона ($D \approx 0{,}3\ R_\odot$). С другой — имеются факты (солнечные пятна, грануляция др.), указывающие на то, что современная конвективная зона едва ли глубже $5 \cdot 10^4$ км ($0{,}07\ R_\odot$).

Рассмотрим теперь относительный вклад в три интегральных параметра, F_ν, ν_0 и P_0, различных слоев внутри Солнца. Для этого возьмем гистограмму относительных вкладов F_ν и ν_0, построенную в [12], и дополним ее параметром P_0 (рис. 3). Видно, что значение F_ν несет информацию лишь о самой центральной области Солнца (95% вклада в эту величину дают лишь 5% массы в центре). В величину ν_0, напротив, наибольший вклад дают поверхностные слои Солнца, что обусловливает малую значимость этого параметра для определения внутреннего строения Солнца [38]. Относительный вклад параметра P_0 показывает примерно равномерное распределение почти по всему Солнцу, за исключением 5% центральной массы, которая дает 40% вклада. Конвективная оболочка, как следует из (3), не дает никакого вклада в P_0.

Таким образом, будем исходить из двух параметров: $F_\nu = 2{,}1 \pm 0{,}3$ SNU [12] и $P_0 = 37^{\mathrm{m}}{,}4 \pm 2^{\mathrm{m}}{,}7$ [1], $38^{\mathrm{m}}{,}6 \pm 0^{\mathrm{m}}{,}5$ [2], $41^{\mathrm{m}}{,}18 \pm 0^{\mathrm{m}}{,}14$ [3].

На диаграмме $P_0 - F_\nu$ эти данные ограничивают прямоугольник, который выделен штриховкой на рис. 4. На этом же рисунке точками показано положение рассмотренных выше моделей. Данные для моделей B и C с низким Z_0 взяты из [4]:

B ($Z_0 = 0{,}004$): $F_\nu = 2{,}3$ SNU, $P_0 = 37^{\mathrm{m}}{,}9$;

C ($Z_0 = 0{,}001$): $F_\nu = 1{,}7$ SNU, $P_0 = 37^{\mathrm{m}}{,}6$.

Видно, что с данными наблюдений согласуются лишь модели B и C. В частности, наблюдаемый спектр мощности колебаний дает $P_0 = 37^{\mathrm{m}}{,}4 \pm 2^{\mathrm{m}}{,}7$ [1] — значение, практически совпадающее с тем, которое дает модель C ($37^{\mathrm{m}}{,}6$). Модели с перемешиванием и с турбулентной диффузией хотя и имеют низкий выход нейтрино, согласующийся с экспериментом, но значения P_0 для них слишком велики. Указанный недостаток моделей с турбулентной диффузией отмечен также в [39].

Таким, образом, на основании имеющихся сейчас результатов наблюдений и теоретических соображений следует отдать предпочтение моделям внутреннего строения Солнца с низким содержанием тяжелых элементов в зоне лучистого переноса энергии.

Авторы выражают глубокую благодарность Л. Патерно за программу расчета конвективной зоны, Э. Шацману и А. Медеру за таблицы моделей с турбулентной диффузией, Дж. Бакалу за полезное обсуждение работы, А. Андрееву за помощь в составлении программы расчета внутреннего строения Солнца, П. П. Добронравину за ценные замечания при оформлении статьи.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* 160-minute and other long-period oscillations of the Sun: analysis of 9 year observational data and their interpretation.— In: Oscillations as a probe of the Sun's interior: Abstracts of the papers. Catania, 1983, p. 29—30; см. также: Nature, 1983.
2. *Delache P., Scherrer P.* Detection of solar gravity mode oscillations. Rep. N 957. Inst. for plasma res. Stanford Univ., 1983.
3. *Van der Raay H. B., Claverie A., Isaak G.* et al. Solar g-modes.— In: Oscillations as a probe of the Sun's interior: Abstracts of the papers. Catania, 1983, p. 25.
4. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O., Morgan J. G.* Dirty Solar models.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 73, p. 121—128.
5. *Вандакуров Ю. В.* Распадная неустойчивость как возможная причина трансформации мод в звездах β Цефея.— Письма в Астрон. журн., 1981, т. 7, с. 231—234.
6. *Вандакуров Ю. В.* О природе 160-минутных солнечных колебаний.— Астрон. цирк. 1981, № 1173, с. 1—2.
7. *Dziembowski W.* Comments on gravity mode excitation mechanisms.— Lect. Not. Phys., 1980, vol. 125, p. 272.

8. *Dziembowski W.* Resonant coupling between solar gravity modes.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 259—266.
9. *Guenther D. B., Demarque P.* Resonant three-wave interactions of solar *g*-modes.' Preprint, Yale Univ., 1983.
10. *Gabriel M.* Theoretical review of secular instability in the stars.— Highlights of Astron., 1980, vol. 5, p. 441—444.
11. *Dilke F. W. W., Gough D. O.* The solar spoon.— Nature, 1972, vol. 240, p. 262—264.
12. *Bahcall J. N., Huebner W. F., Lubow S. H.* et al. Standard solar models and uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos.— Rev. Mod. Phys., 1982, vol. 54, p. 767—799.
13. *Bahcall J. N., Ulrich R. K.* Solar neutrinos. III. Composition and magnetic field effects and related inferences.— Astrophys. J., 1971, vol. 170, p. 593—603.
14. *Schatzman E., Maeder A., Angrand F., Glowinski R.* Stellar evolution with turbulent diffusion mixing. III. The solar model and the neutrino problem.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 96, p. 1—16.
15. *Роксбург Я. В.* Внутреннее строение Солнца и звезд солнечного типа.— В кн.: Проблемы солнечной активности / Пер. с англ. под ред. В. Н. Обридко. М.: Мир, 1979, с. 243—262.
16. *Сирс Р. Л., Браунли Р. Р.* Эволюция звезд и определение их возраста.— В кн.: Внутреннее строение звезд / Пер., с англ. под ред. Д. А. Франк-Каменецкого. М.: Мир, 1970, с. 290—364.
17. *Belvedere G., Paterno L., Roxburgh I. W.* A «fast» model of the solar convection zone.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 91, p. 356—359.
18. *Cox A. N., Stewart J. N.* Rosseland opacity tables.— Astrophys. J. Suppl., 1970, vol. 19, p. 243—279.
19. *Fowler W. A., Canghlan G. R., Zimmerman B. A.* Thermonuclear reaction rates, II.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1975, vol. 13, p. 69—112.
20. *Рис Х.* Источники звездной энергии.— В кн.: Внутреннее строение звезд / Пер. с англ. под ред. Д. А. Франк-Каменецкого. М.: Мир, 1970, с. 13—100.
21. *Christensen-Dalsgaard J., Dilke F. W. W., Gough D. O.* The stability of a solar model to non-radial oscillations.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, vol. 169, p. 429—445.
22. *Cox J. P., Giuli R. T.* Principles of stellar structure. N. Y.: Gordon and Breach. Sci. Publ., 1968, p. 1327.
23. *Iben I.*, Jr. Stellar evolution. I. The approach to the main sequence.— Astrophys. J., 1965, vol. 141, p. 993—1018.
24. *Shibahashi H., Noels A., Gabriel M.* Influence of the equation of state and the *Z* value on the solar five-minute oscillations.— In: Oscillations as a probe of the Sun's interior: Abstracts of the papers. Catania, 1983, p. 37.
25. *Шварцшильд М.* Внутреннее строение звезд / Пер. с англ. под ред. А. Г. Масевич. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 424 с.
26. *Вандакуров Ю. В.* О распределении частот колебаний звезд.— Астрон. журн., 1967, т. 44, с. 786—797.
27. *Северный А. Б.* Об устойчивости и колебаниях газовых шаров и звезд.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1948, т. 1, ч. 2, с. 3—90.
28. *Dziembowski W., Sienkiewicz R.* Vibrational stability of $1M_{\odot}$ star in the phase of central hydrogen burning.— Acta Astron., 1973, vol. 23, p. 273—281.
29. *Boury A., Gabriel M., Noels A.* et. al. Vibrational instability of $1M_{\odot}$ star towards non-radial oscillations.— Astron. and Astrophys., 1974, vol. 41, p. 279—285.
30. *Shibahashi H., Osaki Y., Unno W.* Non-radial *g*-mode oscillations and the stability of the Sun.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1975, vol. 27, p. 401—410.
31. *Saio H.* Stability of non-radial *g*-mode pulsations in 1 $M_{\odot}$ models.— Astrophys. J., 1980, vol. 240, p. 685—692.
32. *Ledoux P., Walraven T.* Variable stars.— Handbuch der Physik, 1958, Bd. 51, S. 353—604.
33. *Ledoux P.* Stellar stability.— In: Stars and stellar systems. The Univ. Chicago Press, 1965, vol. 8, p. 499—574.
34. *Smeyers P.* Les oscillations non radiales des etoiles massives.— Bull. Soc. R. Sci. Liege, 1967, vol. 36, p. 357—392.
35. *Dziembowski W.* Nonlinear mode coupling in oscillating stars. I. Second order theory of the coherent mode coupling.— Acta Astron., 1982, vol. 32, p. 147—172.
36. *Gabriel M., Noels A.* On the possibility of contamination of solar surface by accretion.— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 59, p. 427—431.
37. *Belvedere G., Gough D., Paterno L.* On the influence of nonlinearities on the eigenfrequences of five-minute oscillations of the Sun.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 343—354.
38. *Ulrich R. K., Rhodes E. J.* Testing solar models with global solar oscillations in the 5-minute band.— Astrophys. J., 1983, vol. 265, p. 551—563.
39. *Berthomieu G., Provost J., Schatzman E.* Influence of turbulent diffusion on asymptotic low degree solar gravity modes.— In: Oscillations as a probe of the Sun's interior: Abstracts of the papers. Catania, 1983, p. 27.

УДК 523.9—1/8; 523.214: 530.12

О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ ЗАКОНА ПЛАНЕТНЫХ РАССТОЯНИЙ С ЯВЛЕНИЕМ 160-МИНУТНОЙ ПУЛЬСАЦИИ СОЛНЦА

В. А. Котов, С. Кучми *

Открытие глобальной пульсации Солнца с периодом $P_0 = 160^m$ [10] позволяет ввести в рассмотрение характерную длину волны для Солнечной системы $\mathscr{L} = c \cdot P_0 = 19{,}24$ а. е, где c — скорость света. Соответствующий анализ планетных расстояний обнаруживает статистически значимую квазисоизмеримость между $\mathscr{L}$ и $2\pi a_i$ — для внутренних планет и между $2a_i$ и $\mathscr{L}$ — для внешних (a_i — большая полуось орбиты). Такая квазисоизмеримость с $\mathscr{L}$ заставляет по-новому подойти к объяснению известного правила Тициуса—Боде для планетных расстояний. Физический механизм, обусловивший возникновение $\mathscr{L}$-соизмеримости в пределах Солнечной системы, связан, по-видимому, с гравитационными волнами от внешнего источника неизвестной природы.

ON THE POSSIBLE RELATION OF THE PLANETARY DISTANCES LAW TO THE 160-MINUTE PULSATION OF THE SUN, by *V. A. Kotov, S. Koutchmy*.— The discovery of the global solar pulsation with the period of $P_0 = 160^m$ (Severny et al. [10]) enables us to introduce characteristic wavelength $\mathscr{L} = c \times P_0 = 19{,}24$ A. U. for the Solar system, where c is speed of light. A corresponding analysis of planetary distances reveals the existence of statistically significant quasi-commensurability between $\mathscr{L}$ and $2\pi a_i$ — for inner planets and between $2a_i$ and $\mathscr{L}$ — for outer ones (a_i being the major semi-axis of a planetary orbit). It is suggested that this $\mathscr{L}$-commensurability can offer new approach to an explanation of the well-known Titius — Bode law for planetary distances. The physical mechanism enforcing the $\mathscr{L}$-commensurability in the Solar system is presumably related with 160^m-gravitational waves from some external source of unknown nature.

Общепризнано, что распределение планет не случайно и несет информацию о механизме формирования и эволюции Солнечной системы (см., например, [1, 2]). Во многих теориях происхождения Солнечной системы авторы пытаются вывести закон планетных расстояний, аналогичный известному правилу Тициуса — Боде (ТБ), но ни одну из формулировок «закона» нельзя считать удовлетворительной. Альвен и Аррениус [3], критикуя «закон» ТБ, одновременно признают факт регулярности структуры и динамики Солнечной системы и отдают должное существенной роли резонансных явлений в установлении регулярности системы. Эта регулярность, по-видимому, и нашла свое отражение в экспоненциальном законе типа закона ТБ, а также в соизмеримости многих движений внутри Солнечной системы.

Соизмеримыми считаются два таких средних движения, или орбитальных периода, отношение которых может быть аппроксимировано отношением двух достаточно малых целых чисел [1, 2]. В ходе обсуждения причин возникновения соизмеримости была выдвинута основная гипотеза о том, что соизмеримость — результат прямого гравитационного взаимодействия тел в ходе эволюции Солнечной системы или результат приливов, возникающих на планетах и спутниках. Ньето [4] приводит веские аргументы в пользу того, что вся проблема поиска физического обоснования «закона» делится на две части: с одной стороны, надо обосновать геометрическую прогрессию планетных расстояний, с другой стороны — явление соизмеримости. Ньето [4], Дэмотт [5] и Овенден [6] приходят к выводу о несостоятельности приливной теории при объяснении регулярности планетных расстояний, поскольку приливной механизм требует гораздо большего времени для установления соизмеримости, чем время существования планетной системы. В [6] доказывается, что правило ТБ, отражая действие

* Институт астрофизики, Париж, Франция.

так называемого принципа минимального взаимодействия, есть не что иное, как результат взаимного гравитационного притяжения планет, и, таким образом, не дает никаких сведений об условиях формирования системы. В свою очередь из численных расчетов Хиллза [7] следует, что соизмеримость периодов обращения вокруг центрального тела есть, по-видимому, окончательное и важнейшее свойство системы сильно взаимодействующих тел, а состояние с соизмеримостью — наиболее устойчивое состояние из совокупности всех возможных конфигураций орбит; поэтому правило ТБ может быть естественным проявлением такой соизмеримости. Однако подход Д. Хиллза к проблеме встречается со следующей трудностью: процесс релаксации системы взаимно гравитирующих тел в общем случае неизбежно ведет к неограниченному росту эксцентричности орбит, что не вяжется с действительностью.

Согласно Молчанову [8] закон планетных расстояний вытекает из простых линейных (резонансных) соотношений между частотами обращения планет. Однако позднее [9] было показано, что рассмотренный в [8] набор соотношений (связей) статистически недостоверен.

Частные решения проблемы резонансности и соизмеримости, основанные на плодотворной, конечно, идее приливного взаимодействия, не дают исчерпывающего ответа на вопрос о происхождении почти-соизмеримости, следы которой можно найти практически во всей Солнечной системе.

Открытие 160-мин пульсации Солнца [10, 11], на наш взгляд, предоставляет новую и весьма привлекательную возможность связать структуру нашей планетной системы с конкретным *наблюдаемым* в системе явлением — периодической пульсацией центрального тела.

1. Пульсация Солнца

В 1974 г. А. Б. Северный и др. [10] в результате тонкого эксперимента обнаружили периодические колебания солнечной фотосферы, охватывающие практически всю видимую полусферу Солнца и имеющие период около 160^m. Этот факт вскоре был подтвержден измерениями других авторов [12—14]. В результате девятилетних наблюдений в Крыму [15] было уточнено значение периода, оказавшееся равным

$$P_0 = 160^m.0101 \pm 0^m.0007. \qquad (1)$$

Вопрос о природе этого колебания оказался трудным для теории. Существует возможность объяснить его резонансом между гравитационными (нерадиальными) g-модами и некоторыми их комбинациями типа $g_i - g_k$ для модели Солнца [16] с низким начальным содержанием тяжелых элементов $Z_0 = 0{,}001$ [15].

В [17, 18] высказано мнение, что период колебаний Солнца 160^m представляет собой *реликтовое* явление, т. е. существует на протяжении $\gtrsim 10^8$ — 10^9 лет — на шкале времени, сравнимой со временем существенной эволюции Солнечной системы. В таком случае вполне разумно предположить, что этот период мог играть значительную роль в установлении регулярности и соизмеримости в нашей системе. Что касается физического механизма, то можно думать, по-видимому, о периодических флуктуациях гравитационного поля в окрестностях Солнца, сопровождающих 160-мин пульсации Солнца.

На возможность обнаружения последствий гравитационных возмущений (волн) при изучении всей Солнечной системы или отдельных ее составляющих как пробных тел, ранее неоднократно указывали многие авторы, в частности Вебер [19], Брагинский [20], Дикке [21].

Гипотеза о важной роли 160-мин периода в строении и эволюции Солнечной системы была высказана Э. Савэ задолго до фактического открытия [10] глобальной пульсации Солнца. В 1946 г. Савэ [22] писал: «...период собственных вибраций Солнца, так сказать, период его инфразвука ($^1/_9$ суток) играет существенную роль в распределении внешних планет». Сейчас, наверное, почти невозможно установить, на чем основывался его вывод о периоде Солн-

ца, равном $^1/_9$ сут (160^m); по-видимому, это была интуитивная догадка, подкрепленная анализом периодов обращения планет.

Другим важным моментом является статистически значимая соизмеримость в среднем периодов аксиального вращения планет и астероидов с периодом 160^m [18]. Данное обстоятельство заставляет искать не только физический механизм такой преимущественной «синхронизации», но и другие возможные проявления «фундаментальной» периодичности P_0 в пределах Солнечной системы.

Наше рассмотрение возможной связи 160-мин периода пульсаций Солнца со структурой и динамикой всей системы оставляет в стороне вопрос о природе колебания P_0 и физическом процессе, определившем преимущественную соизмеримость (скоростей осевого вращения [18]) с периодом P_0. Оно будет в основном статистическим и будет опираться на следующие три главных предположения (постулата):

1) период $P_0 = 160^m.010$ Солнца является *реликтовым* феноменом;

2) с этим периодом связаны (или были связаны) периодические возмущения гравитационного поля;

3) указанные возмущения имеют длину волны $\mathscr{L}$, определяемую периодом P_0 и скоростью распространения c, равной скорости света ($\mathscr{L} = cP_0$).

Из теории гравитации и гравитационного излучения следует, что уравнения слабого гравитационного поля аналогичны волновым уравнениям Максвелла для электромагнитного поля. А. Эйнштейн постулировал, что гравитационные волны распространяются со скоростью света; с тех пор признание скорости света c в качестве мировой константы лежит в основе специальной теории относительности и теории гравитации. В соответствии с этим мы вводим длину волны.

$$\mathscr{L} = cP_0 = 2{,}878 \cdot 10^{14} \text{ см} \approx 19{,}240 \text{ а. е.} \tag{2}$$

Далее полагаем, что величина $\mathscr{L}$ есть некоторый характерный масштаб, который мог играть существенную роль в установлении конечных размеров системы. В рамках такой гипотезы логично сопоставить $\mathscr{L}$ с фактическими расстояниями внутри планетной системы, которые по порядку величины сравнимы с $\mathscr{L}$.

2. Соизмеримость размеров орбит с длиной волны $\mathscr{L}$

Круговая орбита является предельным случаем эллипса при эксцентриситете e, стремящемся к нулю. Поэтому движения планет, обращающихся вокруг центрального тела по эксцентрическим орбитам, можно эквивалентно представить в виде круговых движений, происходящих в некоторой преимущественной плоскости и возмущаемых радиальными колебаниями с периодом T_n, где T_n — период обращения вокруг Солнца планеты с номером n. Возмущения, превращающие круговую орбиту в эллиптическую, характеризуются длиной $l_n \sim 2\pi a_n$ (a_n — большая полуось орбиты). Исходя из условия резонансности, разумно допустить, что l_n наряду с «радиусом» ($\sim a_n$) и «диаметром» орбиты ($\sim 2a_n$) может иметь заметную соизмеримость с $\mathscr{L}$.

Перечислим все комбинации отношений типа x_1/x_2 между рассматриваемыми тремя параметрами орбит (a_n, $2a_n$, l_n) и $\mathscr{L}$:

$$\frac{x_1}{x_2} \equiv \frac{\mathscr{L}}{2\pi a_n}, \quad \frac{2\pi a_n}{\mathscr{L}}, \quad \frac{\mathscr{L}}{a_n}, \quad \frac{a_n}{\mathscr{L}}, \quad \frac{\mathscr{L}}{2a_n}, \quad \frac{2a_n}{\mathscr{L}}. \tag{3}$$

Для того чтобы установить, соизмеримы ли в среднем параметры x_1, x_2 между собой для 10 объектов Солнечной системы (девять планет и пояс астероидов), будем придерживаться следующих трех условий:

Планета	n	a_n, а. е.	$\frac{\mathscr{L}}{2\pi a_n}$	$\frac{2a_n}{\mathscr{L}}$	Соизмеримость (Z_n)	Планета	n	a_n, а. е.	$\frac{\mathscr{L}}{2\pi a_n}$	$\frac{2a_n}{\mathscr{L}}$	Соизмеримость (Z_n)
Меркурий	1	0,387	7,913		8	Юпитер	6	5,203		0,541	1/2
Венера	2	0,723	4,235		4	Сатурн	7	9,539		0,992	1
Земля	3	1,000	3,062		3	Уран	8	19,182		1,994	2
Марс	4	1,524	2,009		2	Нептун	9	30,058		3,125	3
Астероиды	5	2,9	1,056		1	Плутон	10	39,44		4,100	4

$$x_1/x_2 \geqslant 0{,}5, \tag{4}$$

$$x_1/x_2 \leqslant 10, \tag{5}$$

$$y = \left\{\frac{1}{N}\sum_n \left[\left(\frac{x_1}{x_2}\right)_n - Z_n\right]^2\right\}^{1/2} < 0{,}25, \tag{6}$$

где N — число рассматриваемых объектов.

Суммирование ведется или сразу для всех 10 объектов, или отдельно для пяти внутренних планет (включая пояс астероидов) и пяти внешних планет. Разделение объектов на две группы вполне естественно ввиду сильного различия физических характеристик планет земной группы и планет-гигантов, а также их эволюционной истории.

Условие (4) очевидно, так как нас интересует близость отношений x_1/x_2 к целым числам; условие (5) ограничивает порядок соизмеримости; условие (6) — очевидное требование средней кратности (соизмеримости) между x_1, x_2; здесь Z_n — целые числа, ближайшие к $(x_1/x_2)_n$. Анализ отношений (3) показывает, что в соответствии с требованиями (4)—(6) длина волны $\mathscr{L}$ не обнаруживает преимущественной квазисоизмеримости ни с одним из трех орбитальных параметров (a_n, $2a_n$ и $2\pi a_n$) *сразу для всех* 10 объектов. Вместо этого существует квазисоизмеримость *только* между $\mathscr{L}$ и $2\pi a_n$ для пяти внутренних планет и между $\mathscr{L}$ и $2a_n$ для пяти внешних планет; значения y равны соответственно 0,118 и 0,217.

Более детально найденная квазисоизмеримость иллюстрируется таблицей, где для 10 главных объектов системы наряду со средними расстояниями от Солнца (значения больших полуосей a_n взяты из [23]) приведены отношения $\mathscr{L}/2\pi a_n$ для внутренних планет и $2a_n/\mathscr{L}$ для внешних планет. Все значения близки к малым (<10) целым числам: $|(x_1/x_2)_n - Z_n| < 1/4$, кроме Юпитера, для которого имеет место соизмеримость: $2a_6/\mathscr{L} \approx 1/2$.

Вместо большой полуоси a_n можно рассмотреть так называемый *эквивалентный радиус* орбиты r_n, который по определению равен радиусу круга, площадь которого равна площади, охваченной эллипсом орбиты:

$$r_n = a_n(1 - e^2)^{1/4}. \tag{7}$$

Средняя соизмеримость $2\pi r_n$ и $2r_n$ с $\mathscr{L}$ при этом получается существенно выше, чем в таблице, в основном за счет орбитальных параметров Меркурия и Плутона — двух планет с наибольшими эксцентриситетами (для них соответственно имеем: $\mathscr{L}/2\pi r_1 = 7{,}996$, $2r_{10}/\mathscr{L} = 4{,}034$).

3. Спектр соизмеримости

Наибольшая трудность, возникающая при обосновании того или иного «закона планетных расстояний», состоит в определении статистической достоверности принятой аппроксимации наблюдаемых a_n. Дело в том, что, имея в распоряжении 10 значений a_n, мы можем получить *какую-либо* закономерность с вероятностью, практически равной единице. Анализируя отношения $\mathscr{L}/2\pi a_n$ и $2a_n/\mathscr{L}$, приведенные в таблице, легко вычислить вероятность получить случайно столь близкое соответствие с целыми числами:

$$p \lesssim C_{10}^7\left(\frac{0{,}1}{0{,}5}\right)^7\left(\frac{0{,}4}{0{,}5}\right)^3 \approx 8\cdot 10^{-4}, \tag{8}$$

где C_{10}^7 — число сочетаний из 10 элементов по 7.

Во всех предыдущих исследованиях проблемы (планетных расстояний) обычно находилась наилучшая аппроксимация 10 или менее значений a_n некоторой двух- (или более) параметрической функцией, вид которой a priori был неизвестен; он зависел от нескольких непроверяемых и, как правило, малообоснованных предположений, положенных в основу той или иной теории. Достоинство нашего рассмотрения заключается в том, что в рамках поставленной задачи (поиск соизмеримости) мы *заранее* допускаем существование *единственной* геометрической шкалы $\mathcal{L}$. Это позволяет, как будет видно из дальнейшего, более или менее строго оценить достоверность результата — квазисоизмеримости орбитальных параметров с $\mathcal{L}$.

Как видно из данных таблицы, имеется тенденция $2a_n$ и $2\pi a_n$ к соизмеримости с $\mathcal{L}$; поэтому мы вправе *ожидать* появления «максимума соизмеримости» именно на частоте $f_0 = c/\mathcal{L} = P_0^{-1}$. Ответить на вопрос, соответствует ли f_0 действительно условию наилучшей соизмеримости (т. е. экстремуму некоторой функции), и определить уровень статистической надежности максимума соизмеримости, можно на основе вычислений так называемой функции соизмеримости, см. [18].

Делаем предположение, что соизмеримости a_n с $\mathcal{L}$ (см. таблицу) случайны. Тогда следует ожидать, что в разумно выбранном диапазоне длин волн λ (или частот $f = c/\lambda$) существуют некоторые значения λ', которые лучше, чем $\mathcal{L} = 19{,}24$ а. е. (частота $f_0 = 104{,}16$ мкГц), показывают среднюю квазисоизмеримость с 10 значениями a_n.

Функция соизмеримости $F(f)$ некоторых констант $\varkappa_n$ с переменной f, введенная нами в [18], показывает, для каких значений f' имеет место преимущественная соизмеримость для *всей* совокупности $\varkappa_n$, т. е. возможность более или менее удовлетворительно аппроксимировать отношения $\varkappa_n/f$ целыми числами. Смысл функции $F(f)$ вполне аналогичен смыслу обычного спектра мощности переменного во времени сигнала; поэтому $F(f)$ естественно также назвать *спектром соизмеримости*.

Построим следующие две функции $F(f)$, отдельно для планет земной группы ($n = 1, \ldots, 5$) и внешних планет ($n = 6, \ldots, 10$):

$$F_1(f) = b - \left[\frac{1}{5}\sum_{n=1}^{5}\left(\frac{\lambda}{2\pi a_n} - Z_n\right)^2\right]^{1/2}, \tag{9}$$

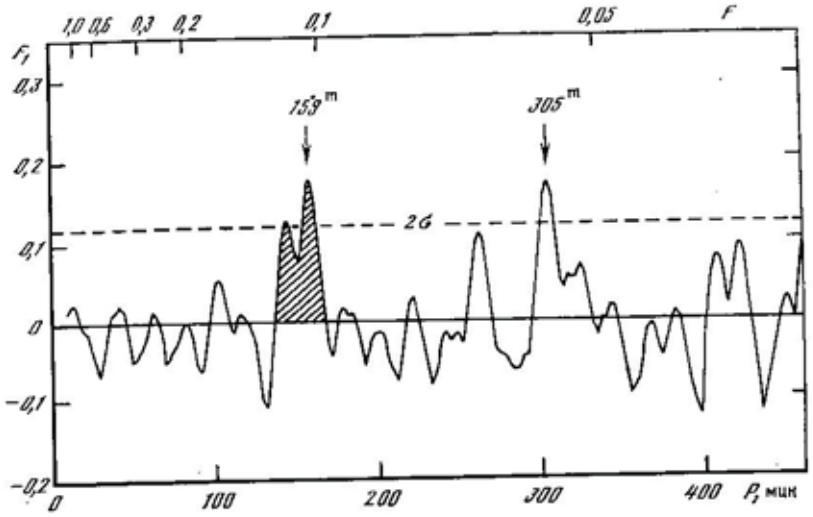
$$F_2(f) = b - \left[\frac{1}{5}\sum_{n=6}^{10}\left(\frac{2a_n}{\lambda} - Z_n\right)^2\right]^{1/2}. \tag{10}$$

Здесь Z_n — целые числа, ближайшие к рассматриваемым отношениям x_1/x_2; для Юпитера в целях сохранения общности вместо a_6 берем $2a_6$ (то же самое при замене реальных a_n случайными числами, см. ниже); $\lambda = c/f$, где f — «бегущая» частота; $b = (12)^{-1/2} = 0{,}2887$ [18].

Функция F_1, вычисленная в диапазоне периодов от ~ 10 до 460^m с шагом $\Delta P = 2^m5$, показана на рис. 1. Видим два пика одинаковой амплитуды $A = 0{,}173 \approx 2{,}8\sigma$, отвечающие периодам $\sim 159^m$ и $\sim 305^m$ ($\pm 4^m$; ошибка соответствует ширине пика на уровне 2σ). Величина σ, как и всюду здесь, определена путем вычисления $F(f)$ для равномерно распределенных случайных чисел R_n, которыми заменялись реальные a_n.

Спектр соизмеримости F_2 для пяти внешних планет показан на рис. 2; шаг по частоте $\Delta f = 2$ мкГц. Максимальный пик с амплитудой $\sim 3{,}5\sigma$ соответствует периоду 163^m ($\pm 3^m$); второй пик для $P \approx 82^m$ имеет амплитуду $< 3\sigma$ и является артефактом квазисоизмеримости для $P \approx 163^m$ (см. также [18]).

Оба рисунка показывают, что во всей рассматриваемой области частот существует единственный период $\sim 160^m$, который имеет доминирующую и статистически значимую квазисоизмеримость с параметрами $2\pi a_n$ ($n = 1, \ldots, 5$) и $2a_n$ ($n = 6, \ldots, 10$) *одновременно*. Поскольку амплитуды пиков A ($\sim 160^m$) на рис. 1 и 2 составляют $\gtrsim 2{,}3\sigma$ и $\gtrsim 3{,}2\sigma$, то для вероятности получить случайно два максимума на одной и той же частоте одновременно



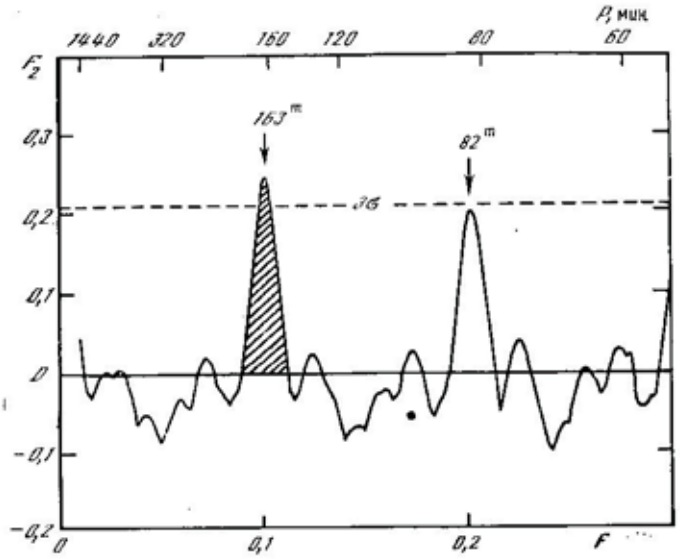


Рис. 1. Функция соизмеримости для внутренних планет

По горизонтали — период (внизу) или частота (вверху) (в мГц)

Рис. 2. Функция соизмеримости для пяти внешних планет

По горизонтали — частота (внизу) (в мГц) или период (вверху)

имеем

$$p \approx 1{,}1 \cdot 10^{-2} \cdot 6{,}9 \cdot 10^{-4} \lesssim 8 \cdot 10^{-6}. \tag{11}$$

Интерес представляет также вид *средней* функции $F = (F_1 + F_2)/2$, показанной на рис. 3. Вычисления сделаны в диапазоне периодов от $\sim 56^m$ до $\sim 1440^m$, причем для $P \gtrsim 470^m$, где F_1 не определена, взята только функция F_2, т. е. здесь полагалось $F = F_2$. В спектре $F(f)$ доминирует квазисоизмеримость для периода 160^m ($\pm 3^m$) с амплитудой пика $\sim 4{,}3\sigma$ и вероятностью случайного появления на данной частоте $\sim 10^{-5}$.

С целью иллюстрации преимущественной соизмеримости с $\mathscr{L}$ параметров $2\pi r_n$ и $2r_n$, где r_n — эквивалентные радиусы орбит, вычислена общая для всех 10 планет функция

$$F_r = b - \left\{ \frac{1}{10} \left[\sum_{n=1}^{5} \left(\frac{\lambda}{2\pi r_n} - Z_n \right)^2 + \sum_{n=5}^{10} \left(\frac{2r_n}{\lambda} - Z_n \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \tag{12}$$

(в случае Юпитера вместо r_6 берется $2r_6$). Спектр показан на рис. 4, где максимальный пик имеет амплитуду $A\ (160^m) \approx 4{,}3\sigma$.

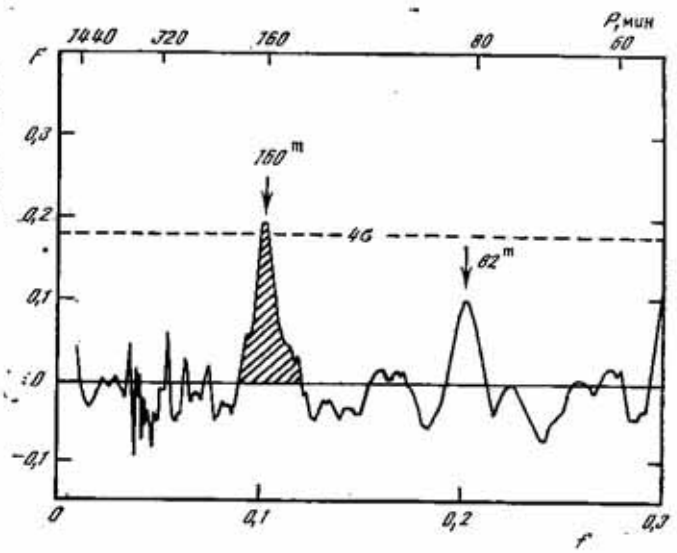


Рис. 3. Средний спектр соизмеримости для всех 10 объектов Солнечной системы

По горизонтали — частота (внизу) (в мГц) или период (вверху)

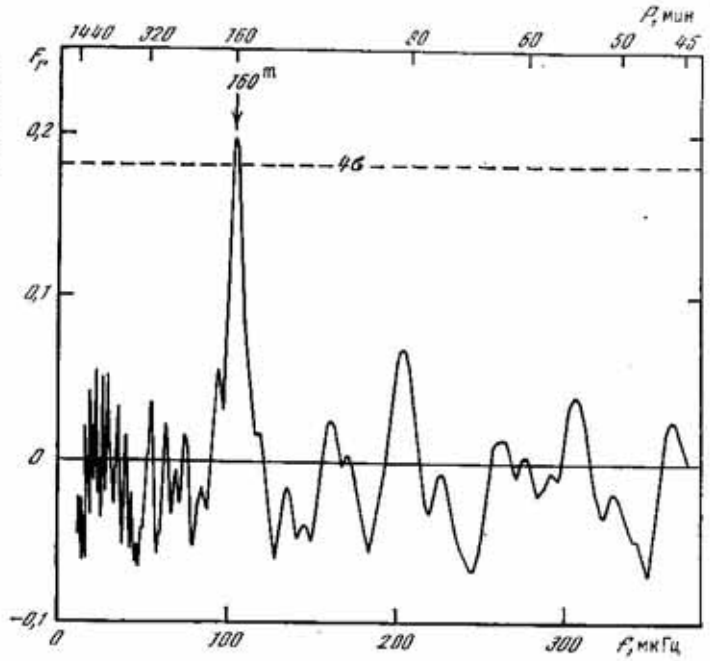


Рис. 4. Спектр соизмеримости F_r (f) для эквивалентных радиусов орбит

По горизонтали — частота (внизу) или период (вверху)

4. Закономерность планетных расстояний

Наиболее полный обзор проблемы с изложением истории закона Тициуса—Боде и его последующих модификаций, а также теорий образования Солнечной системы содержится в книге Ньето [4]. Убедительно показано, что ни одна из предложенных теорий не объясняет исчерпывающе происхождение геометрической прогрессии в правиле ТБ, хотя многие из них могут считаться более или менее совместимыми с прогрессией. Авторы [3] подчеркивают, что ни одна из формулировок «закона» вообще не имеет какого-либо физического смысла. Тем не менее отметим, что распределение планет — один из важнейших факторов в Солнечной системе, поскольку, например, наблюдается четкая линейная зависимость между логарифмом удельного количества движения планет и логарифмом расстояния от Солнца; имеет место также тесная корреляция между средней плотностью планет и грави-

тационной потенциальной энергией $GM_{\odot}/a_n$, где $M_{\odot}$ — масса Солнца, G — гравитационная постоянная [3].

Результат, показанный на рис. 3 и 4, подчеркивает важное значение и, по-видимому, уникальный характер длины волны $\mathscr{L}$ и тем самым периода 160^m для распределения планет нашей системы. На основе данных таблицы предлагается следующая формула для планетных расстояний:

$$a_n \approx \begin{cases} \dfrac{\mathscr{L}}{2\pi Z_n}; & Z_n = 8, 4, 3, 2, 1; \\ Z_n \dfrac{\mathscr{L}}{2}; & Z_n = \dfrac{1}{2}, 1, 2, 3, 4 \end{cases} \tag{13}$$

(вверху — для планет земной группы, внизу — для внешних планет, начиная с Юпитера). Формула представляет фактические значения a_n с коэффициентом кросскорреляции 0,9998 и среднеквадратичным относительным отклонением 4%. Она имеет несомненное преимущество перед всеми другими формулировками правила ТБ, поскольку в ней нет ни одного свободного параметра и она вытекает из естественного и статистически обоснованного требования квазисоизмеримости с характерным, известным заранее масштабом.

5. Обсуждение результатов

Показано, что явление 160-мин пульсации Солнца [10, 11] существенно не только для распределения аксиальных периодов вращения планет и астероидов [18], но также для последовательности планетных расстояний; в основе анализа лежит требование квазисоизмеримости наблюдаемых расстояний внутри Солнечной системы с длиной волны $\mathscr{L} = c \cdot P_0$. Единственным физическим полем, возмущения которого распространяются со скоростью света и которое, на наш взгляд, могло бы привести за время эволюции планетной системы ($\sim 10^8$—10^9 лет) к возникновению такой соизмеримости, является гравитационное поле.

Полученная формулировка «закона» планетных расстояний (13) выгодно отличается от других «законов»; в нее входят *наблюдаемый* период колебаний Солнца P_0 и *фундаментальная* скорость c. Формулировка основана, кроме того, на гипотезе о (средней) квазисоизмеримости; эта гипотеза позволяет получить *числа* Z_n (см. таблицу и формулу (13)) автоматически, без привлечения каких-либо дополнительных предположений; «нумерация» объектов с помощью чисел Z_n получается объективной, основанной на самом явлении квазисоизмеримости. (В обычных формулировках правила ТБ орбиты нумеруются, как правило, натуральным рядом чисел $n = 1, 2, \ldots$; в ряде формулировок допускаются отступления от этой последовательности n, например пропуски некоторых чисел и даже обратный порядок нумерации.)

Если a_n выразить через средние орбитальные скорости v_n и частоты обращения вокруг Солнца $f_n = T_n^{-1}$, то условия квазисоизмеримости (13) для внутренних и внешних планет примут следующий вид:

$$\frac{f_n}{f_0} \frac{c}{v_n} \simeq \begin{cases} Z_n; & n = 1, \ldots, 5, \\ 1/\pi Z_n; & n = 6, \ldots, 10, \end{cases} \tag{14}$$

где $f_0 = P_0^{-1}$ — частота колебаний Солнца, n и Z_n — числа, приведенные в таблице.

Оба факта, соизмеримость с P_0 периодов аксиального вращения различных тел Солнечной системы [18] и соизмеримость с $\mathscr{L} = c \cdot P_0$ орбитальных параметров, заставляют искать общую причину возникновения такой соизмеримости — гравитационные волны. На возможность заметного влияния гравитационных волн, если они имеют достаточную амплитуду, на Солнечную систему указывалось ранее неоднократно (см., например, [19—21]).

Здесь уместно отметить, что предсказание общей теории относительности о возможности излучения гравитационных волн уже получило серьезное

подтверждение в 1974 г., когда было обнаружено постепенное уменьшение орбитального периода пульсара PSR 1913 + 16, входящего в двойную систему, из-за потерь на гравитационное излучение [24].

Источником возможных гравитационных волн может быть само Солнце, (что, по нашему мнению, маловероятно) или какой-либо внешний объект в окрестностях Солнечной системы, например массивная двойная система, имеющая период обращения $2P_0 \approx 320^m$, угол наклона плоскости орбиты $i \neq 0$ и расположенная достаточно близко к Солнцу (идея о возможной эволюционной связи 160^m-колебаний Солнца с возмущениями гравитационного поля в его окрестности была впервые высказана в [17, 18]).

Расчеты потока энергии, падающей на Солнечную систему от двойной системы, делались многими авторами [19—21, 25, 26]. Рассмотрим, например, двойную систему, образованную двумя массивными сколлапсировавшими объектами с массами m_1, m_2. В случае круговой орбиты в такой системе с радиусом r и угловой скоростью обращения одного компонента вокруг другого ω поток энергии гравитационных волн вблизи Солнца [26]

$$I \lesssim \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 \frac{r^4 \omega^6}{4\pi R^2}, \tag{15}$$

где R — расстояние от двойной системы до Солнца. Принимая значения $m_1 \sim m_2 \sim M_\odot$, $\omega = \pi/P_0 \sim 3{,}3 \cdot 10^4$ с$^{-1}$, $R \sim 10$ пс, получаем $r \sim (GM_\odot/\omega^2)^{1/3} \sim 10^{11}$ см и для I — очень малую величину $\lesssim 2{,}4 \cdot 10^{-10}$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$. Если предположить, что компонентами системы являются две «черные дыры» (Ф. Деляш, 1983; частное сообщение) с массами $\sim 10^3 M_\odot$ каждая, то получаем для размеров такой системы $r \sim 10^{12}$ см и $I \lesssim 2{,}4$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$, т. е. сравнительно большую величину. Потеря энергии за счет гравитационного излучения $\Delta E = 4\pi R^2 I \sim 3 \cdot 10^{40}$ эрг·с$^{-1}$ и время жизни системы $\tau \lesssim 2 \cdot 10^3 M_\odot c^2/\Delta E \sim 4 \cdot 10^9$ лет, сравнимое со временем существования Солнечной системы. Эта проблема, заслуживающая специального рассмотрения, затрагивает вопросы о возможности существования вообще такой массивной двойной системы в окрестностях Солнца, о реальном времени ее жизни ($< \tau$) и отождествлении с каким-либо пекулярным объектом.

В случае внешнего источника гравитационного излучения наблюдаемое колебание Солнца с периодом $P_0 = 160^m{,}010$ следует считать вынужденным колебанием. Это тем более интересно, что область периодов $\sim 160^m$ согласно Северному и др. [15] у Солнца наиболее предпочтительна для резонансного взаимодействия и возбуждения нескольких собственных гравитационных g-мод. Посредством резонансного механизма «перекачивания» энергии от одной моды к другой и при наличии слабого, но постоянно действующего внешнего возбуждения на частоте P_0^{-1}, амплитуда этого колебания будет заметно усилена по сравнению со всеми другими g-модами.

Авторы признательны А. Б. Северному за ряд критических замечаний, способствовавших существенному улучшению статьи, и считают своим приятным долгом поблагодарить А. Виттмана (Гёттинген) за обсуждение статистической значимости найденной соизмеримости в Солнечной системе, А. Г. Косовичева за полезные замечания, а также Ф. Деляша (Ницца), сообщившего о некоторых своих результатах до публикации.

11 ноября 1983 г.

Литература

1. *Roy A. E., Ovenden M. W.* On the occurrence of commensurable mean motions in the solar system.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1954, vol. 114, p. 232—241.
2. *Goldreich P.* An explanation of the frequent occurrence of commensurable mean motions in the solar system.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1965, vol. 130, p. 159—181.
3. *Альвен Х., Аррениус Г.* Эволюция солнечной системы / Пер. с англ. под ред. Г. И. Петрова. М.: Мир, 1979. 511 с.
4. *Ньето М. М.* Закон Тициуса — Боде / Пер. с англ. Ю. А. Рябова. М.: Мир, 1976. 190 с.
5. *Dermott S. F.* On the origin of commensurabilities in the solar system. I. The tidal hypothesis.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1968, vol. 141, p. 349—361.

6. *Ovenden M. W.* Bode's law — truth or consequences? — Vistas in Astron., 1975, vol. 18, p. 473—496.
7. *Hills J. G.* Dynamic relaxation of planetary systems and Bode's law.— Nature, 1970, vol. 225, p. 840—842.
8. *Molchanov A. M.* The resonant structure of the solar system. The law of planetary distances.— Icarus, 1968, vol. 8, p. 203—215.
9. *Dermott S. F.* On the origin of commensurabilities in the solar system. III. The resonant structure of the solar system.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1969, vol. 142, p. 143—149.
10. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
11. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 3—71.
12. *Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B.* Observation of free oscillations of the Sun.— Nature, 1976, vol. 259, p. 92—95.
13. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M.* Solar oscillations: full disk observations from the geographic south pole.— Nature, 1980, vol. 288, p. 541—544.
14. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.* Structure of the solar oscillations with period near 160 minutes.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 37—42.
15. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.* Колебания Солнца с периодом 160 минут и другие долгопериодные колебания: анализ спектра мощности за 9 лет наблюдений и интерпретация.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71. с. 3—19.
16. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O., Morgan J. G.* Dirty solar models.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 73, p. 121—128.
17. *Косовичев А. Г., Северный А. Б.* О возбуждении пульсаций звезд при их взаимном сближении.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 70.
18. *Котов В. А., Кучми С.* Период 160 минут в Солнечной системе: пульсация Солнца и собственное вращение планет и астероидов.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 70.
19. *Вебер Дж.* Общая теория относительности и гравитационные волны / Пер. с англ. под ред. Д. М. Иваненко: Изд-во иностр. лит., 1962. 271 с.
20. *Брагинский В. Б.* Гравитационное излучение и перспективы его экспериментального обнаружения.— УФН, 1965, т. 86, с. 433—446.
21. *Дикке Р.* Влияние переменного во времени гравитационного взаимодействия на Солнечную систему.— В кн.: Гравитация и относительность. М.: Мир, 1965, с. 251—294.
22. *Sevin E.* Sur la structure du systeme solaire.— C. r. Acad. Sci. P., 1946, vol. 222, p. 220—221.
23. *Аллен К. У.* Астрофизические величины / Пер. с англ. под ред. Д. Я. Мартынова. М.: Мир, 1977. 446 с.
24. *Вайсберг Дж., Тейлор Дж., Фаулер Л.* Гравитационные волны от пульсара в двойной системе.— УФН, 1982, т. 137, вып. 4, с. 707—723.
25. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Релятивистская астрофизика. М.: Наука. 1967. 654 с.
26. *Амальди Э., Пиццелла Г.* Поиск гравитационных волн.— В кн.: Астрофизика, кванты и теория относительности. М.: Мир, 1982, с. 241—396.

УДК 523.755+523.78

ОДИН ИЗ ВОЗМОЖНЫХ СПОСОБОВ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ШУМОВЫХ БУРЬ

Ю. Ф. Юровский

Показано, что наблюдаемая линейная зависимость между «амплитудой событий» и уровнем фоновой составляющей солнечных шумовых бурь объясняется естественным образом, если переменную составляющую рассматривать как результат модуляции фонового компонента по случайному закону. При этом отпадает необходимость в предположении о возможном наложении во времени излучения элементарных всплесков.

A POSSIBLE INTERPRETATION OF SOLAR NOISE STORMS VARIABLE COMPONENTS ORIGIN, by *Yu. F. Yurovsky*.— We show, that the observed linear dependence between the «event amplitude» and the solar storm background component can be naturally explained, if the variable component is considered as a result of random background component modulation. In this case one need not to account on a possibility of radiobursts over lapping during the emission.

Широко распространено мнение, что радиоизлучение солнечных шумовых бурь (ш. б.) состоит из повышенного излучения фона (континуума) и всплескового компонента [1]. В [2] было показано, что средняя амплитуда всплесков $\bar{A}_в$ линейно зависит от среднего по реализации (по фрагменту записи ш. б.) уровня потока $\bar{S}$. При этом за отдельное событие ш. б. принимался любой максимум плотности потока, лежащий между двумя минимумами, а «амплитуда» всплеска определялась как разность между величиной потока в максимуме события и полусуммой потоков в прилегающих минимумах.

Для объяснения линейной зависимости между $\bar{A}_в$ и $\bar{S}$ в [2] предполагается, что переменная составляющая ш. б. состоит из наложения многочисленных элементарных всплесков, имеющих характерную длительность $T_в$, определенную по гистограмме «число всплесков — их время жизни». Однако в [3] нами было показано, что гистограмма не является распределением вероятности появления всплесков различной длительности, а лишь определяет связь между частотой следования импульсов и их продолжительностью. Кроме того, ни в [2], ни в других известных нам работах не приводится доказательств одновременного существования нескольких независимых источников всплесков (а только при этом условии возможно наложение во времени их излучения). Тем не менее примем гипотезу образования всплескового компонента в виде наложения элементарных импульсов и исследуем, к чему это приведет.

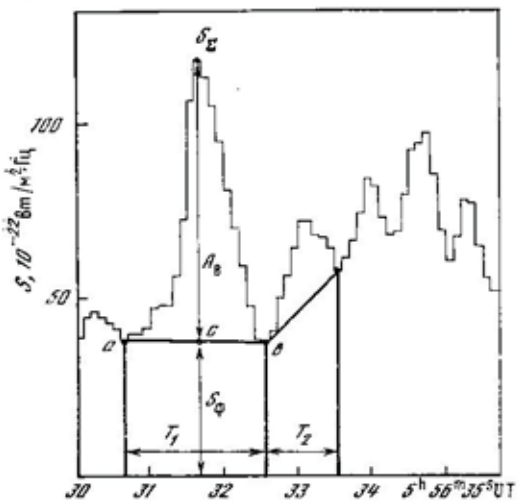
Из теории случайных процессов известно, что среднее значение и среднее отклонение случайной функции, образованной из элементарных событий, связаны однозначно [4]. Чтобы получить линейную зависимость между ними, в [2] вводится предположение об изменении «амплитуды» элементарных импульсов со временем (от реализации к реализации). Таким образом, фактически вводится некоторая функция $F(t)$, модулирующая излучение ш. б. В [2] исследование параметров этой функции не проводилось и никаких ограничений на вид ее частотного спектра не накладывалось. Поэтому попробуем выяснить минимальное время, за которое модулирующая функция $F(t)$ претерпевает существенные изменения.

Разница между значениями $\bar{A}_в$ и $\bar{S}$ на двух соседних реализациях рассматривается в [2] как результат изменений $F(t)$ Следовательно, постепенно сокращая размеры изучаемой реализации, мы можем исследовать все более быстрые вариации $F(t)$. Уменьшать размер реализации можно, очевидно, до тех пор, пока остается в силе приведенное выше определение элементарного события, т. е. до величины, равной длительности события.

На рисунке приведен фрагмент записи типичной ш. б., наблюдавшейся нами 02.08 1976 г. Сравнивая две соседние реализации минимальной длительности (например, T_1 и T_2), мы приходим к выводу, что минимальное время изменения $F(t)$ сравнимо с длительностью элементарного события. А это приводит к неопределенности следующего рода. Элементарный всплеск, происхождение которого рассматривается как физический процесс излучения радиоволн из некоторого объема плазмы, можно, оказывается, с тем же успехом объяснить как изменение величины фоновой составляющей за счет вариаций, вызываемых модулирующей функцией $F(t)$, поскольку характерные времена изменения обоих явлений сопоставимы и даже перекрываются.

Итак, представление всплескового компонента ш. б. в виде модулированных по амплитуде налагающихся элементарных всплесков содержит внутреннюю неопределенность, выявляющуюся при сравнении длительности элементарного события и минимального времени изменения модулирующей функции $F(t)$, если ее частотный спектр заранее не задан.

Поскольку без привлечения модулирующей функции $F(t)$ не удается объяснить наблюдающуюся линейную зависимость между $\bar{A}_в$ и $\bar{S}$ и существование модуляции в связи с этим является необходимым, то рассмотрим возможность отказа от гипотезы излучения элементарных всплесков. Для этого сначала несколько изменим определения, лежащие в основе разделения полного излучения ш. б. на постоянную и переменную составляющие. Линию ab (см. рисунок) будем считать основанием события. Тогда его «амплитудой» $A_в$ будет разность между плотностью потока S_Σ в момент максимума собы-



Фрагмент цифровой записи солнечной шумовой бури, наблюдавшейся 02.08 1976 г. на частоте 220 МГц

тия и значением ординаты этой линии (точка c) в тот же момент времени. Оставшуюся часть плотности потока будем рассматривать как излучение фона $S_ф$. При указанных условиях модулированное колебание на выходе линейной части схемы радиометра запишется в виде

$$U = U_ф [1 + F(t)] \cdot \cos [\omega t + \varphi(t)],$$

где $U_ф$ — амплитуда колебаний фоновой составляющей ш.б., $F(t)$ — модулирующая функция времени, ω — круговая частота принимаемого сигнала, $\varphi(t)$ — случайная фаза колебания.

После квадратичного детектирования и исключения высокочастотных (радиочастотных) компонентов исходного колебания получим

$$U^2 = U_ф^2 [1 + F(t)]^2.$$

Учитывая приведенное выше определение «амплитуды» события $A_в$ и принимая во внимание, что квадрат напряжения U^2 пропорционален измеряемой плотности потока S, запишем

$$A_в = S_ф [F^2(t) + 2F(t)].$$

Полученное выражение показывает, что «амплитуда» событий $A_в$ в нашем случае линейно связана с уровнем фоновой составляющей $S_ф$. Совершенно очевидно, что если эта зависимость существует для отдельного события, то она сохранится и для средних величин $\bar{A}_в$ и $\bar{S}_ф$, вычисленных по ансамблю реализаций. Таким образом, представление ш. б. в виде только фоновой составляющей, модулированной по некоторому случайному закону $F(t)$, совершенно естественно объясняет наблюдаемую линейную зависимость средних «амплитуд» событий $\bar{A}_в$ от среднего уровня фона $\bar{S}_ф$. При этом отпадает необходимость в предположении о наложении во времени излучения элементарных всплесков. Следующий этап изучения переменной составляющей ш. б. может заключаться, по-видимому, в определении спектра и других параметров модулирующей функции с помощью хорошо разработанного математического аппарата теории случайных процессов.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Железняков В. В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964, гл. IV, § 12, с. 113.
2. *Fokker A. D.* Studies of enhanced solar radio emission at frequencies near 200 MHz. Leiden, 1960, p. 61.
3. *Юровский Ю. Ф.* Распределение числа всплесков в зависимости от их длительности и энергетический спектр всплесковой компоненты солнечных шумовых бурь.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71.
4. *Рытов С. М.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966, гл. I, § 1, с. 16.

УДК 520.874

НАБЛЮДЕНИЯ ЛУНЫ С ЦЕЛЬЮ УТОЧНЕНИЯ РАДИОРАДИУСА СОЛНЦА

А. Ф. Бачурин

Уточнена методика определения радиорадиуса Солнца на волне 2,25 см с использованием Луны как эталонного источника. Измеренный радиорадиус Луны в пределах среднеквадратичной ошибки $\pm 1''$ совпадает с ее оптическим радиусом. Приводится распределение яркостной температуры по лунному диску, восстановленное из записей сканов.

THE OBSERVATIONS OF THE MOON FOR MORE ACCURATE DEFINITION OF THE RADIO RADIUS OF THE SUN, by *A. F. Bachurin*.— The method for measuring the solar radio radius at wavelength 2,25 cm is defined more precisely by using the Moon as a standard source. Radio measurements of lunar radius show the agreement with the optical one within the r, m, s error limits of $\pm 1''$. Brightness temperature distribution over the lunar disk is given, deconvolved by using the scan records.

В [1—3] описан способ измерения солнечного радиорадиуса, основанный на сравнении записей радиоизлучения Солнца, полученных при сканировании антенной его диска, и расчетных кривых, построенных в предположении равномерного распределения радиояркости по солнечному диску. В [3, 4] показано, что радиорадиус Солнца изменяется с фазой цикла солнечной активности, возрастая в период его максимума.

Ввиду большого значения, которое имеет этот результат для физики Солнца, представляется важным проверить и уточнить методику наблюдений и обработки их результатов, используя какой-либо другой радиоисточник с известным радиорадиусом. Естественно использовать для этих целей Луну. Во-первых, ее радиорадиус равен оптическому радиусу, так как Луна практически не имеет атмосферы. Во-вторых, ее угловой диаметр близок к диаметру Солнца. Наконец, траектория движения Луны по небу близка к траектории Солнца.

Поэтому в новолуние 23.05 1982 г. были проведены наблюдения Луны на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на волне 2,25 см. В этот день лунный диск характеризовался следующими величинами [5]: угол фазы $\Phi = 175°,4$; освещенная часть диска $k = 0,00$; угол положения оси вращения $P = 348°,63$; угол положения терминатора $T = 294°,5$.

Наблюдения заключались в сканировании лунного диска через его центр по двум направлениям: вдоль круга склонения δ (сканы по δ) и по прямому восхождению α (сканы по α). Всего было сделано 30 сканов по δ и столько же сканов по α. Примеры отдельных копий записей сканов по δ и по α представлены соответственно на рис. 1 и 2. В верхней части этих рисунков показаны координатные метки, с помощью которых проводилась обработка наблюдений. Метки по α подавались через 10^s, метки по δ — через $5'$.

Рис. 1. Копия записи отдельного скана Луны по δ

Рис. 2. Копия записи отдельного скана Луны по α

1. Распределение радиояркости по лунному диску

Как известно, отклик антенны на радиоизлучение источника при сканировании по одной координате (например, по y) описывается выражением

$$I(u)=\frac{A}{\lambda^2}\iint\limits_{\Omega_и} T_я(x,y)\,F(x,y-u)\,d\Omega, \qquad (1)$$

где A — эффективная площадь антенны; λ — длина волны; $\Omega_и$ — телесный угол, стягиваемый радиоисточником; $T_я(x, y)$ — распределение яркостной температуры по радиоисточнику; $F(x, y)$ — диаграмма направленности (ДН) антенны; x, y — ортогональные угловые координаты. При изменении параметра u из (1) получается изменение антенной температуры ($T_а$) при сканировании.

Из записей сканов (рис. 1 и 2) видно, что распределение радиояркости по диску Луны отличается от равномерного и несимметрично относительно центра Луны ни по α, ни по δ. Поэтому применить методику определения радиорадиуса, описанную для Солнца в [1—3], к Луне непосредственно нельзя. Необходимо сначала установить распределение радиояркости по лунному диску. Оно было рассчитано последовательным приближением путем сравнения расчетного отклика антенны на радиоизлучение Луны по формуле (1) с записями сканов. За нулевое приближение было выбрано распределение радиояркости, близкое к полученному из наблюдений на 100-м боннском радиотелескопе на волне 2 см [6].

Полученное при каждом приближении расчетное значение $T_а$ сравнивалось с усредненными записями сканов (отдельно для сканов по α и по δ). Если последние заметно отличались от расчетных, то в распределение $T_я(x, y)$ вносились изменения, снова проводились расчет отклика по формуле (1) и сравнение с записями сканов и т. д. до получения наилучшего совпадения. Всего было использовано шесть различных распределений $T_я(x, y)$ по диску Луны.

Наилучшее совпадение расчетных кривых $T_а$ с усредненными записями сканов было получено при следующем распределении радиояркости по лунному диску:

$$T_я(x,y)=T_0\sqrt{1-\frac{(x'+0{,}38)^2}{f(x')}-\frac{(y'+0{,}05)^2}{\varphi(y')}}, \qquad (2)$$

где T_0 — некоторая постоянная яркостная температура, точное значение которой несущественно для дальнейшего;

$$x'=\frac{x\cos 10^\circ-y\sin 10^\circ}{R_☾},\quad y'=\frac{x\sin 10^\circ+y\cos 10^\circ}{R_☾},$$

$R_☾$ — оптический угловой радиус Луны;

$$f(x')=7{,}256+27{,}504x'-7{,}610x'^2-116{,}284x'^3-5{,}775x'^4+$$
$$+176{,}985x'^5+49{,}511x'^6-87{,}412x'^7-42{,}190x'^8;$$
$$\varphi(y')=1{,}443-0{,}684y'+12{,}329y'^2-0{,}134y'^3-41{,}908y'^4+$$
$$+4{,}153y'^5+50{,}752y'^6-3{,}232y'^7-21{,}592y'^8.$$

Оптический угловой радиус Луны, входящий в (2), определялся из выражения

$$R_☾=\arcsin(1738/D),$$

где D — расстояние от наблюдателя до центра Луны (см., например, [7]), выраженное в километрах. Отличие формы края лунного диска от окружности (из-за наличия лунных гор) не учитывалось.

Распределение яркостной температуры по лунному диску на волне 2,25 см, нормированное к T_0 и вычисленное по выражению (2), показано на рис. 3 сплошными линиями. Для сравнения на этом же рисунке штриховыми ли-

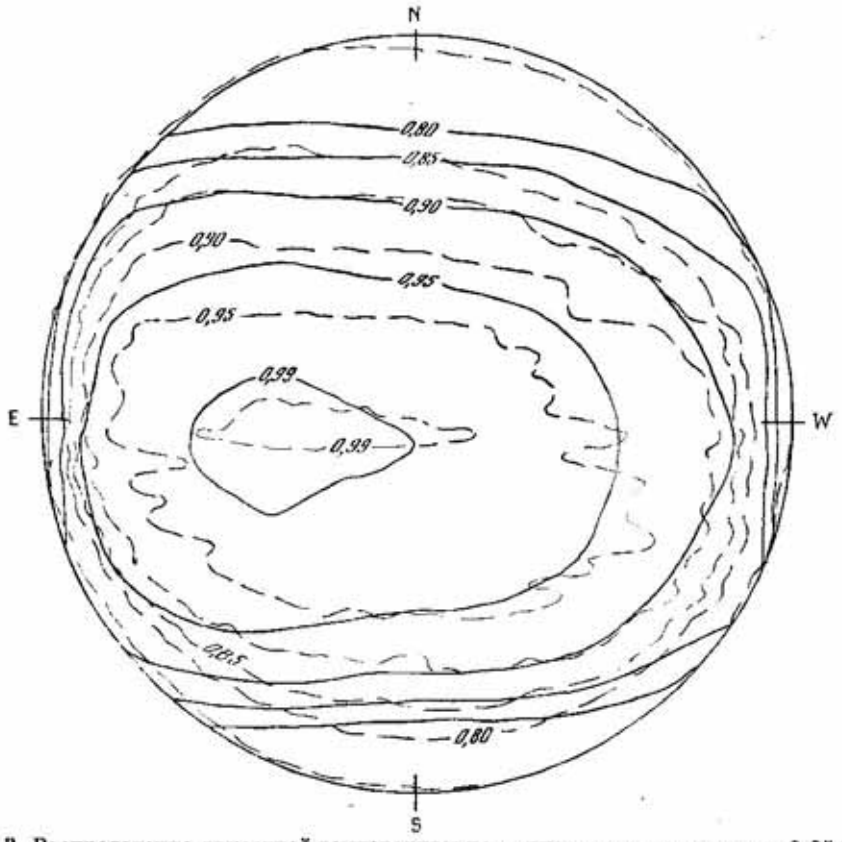
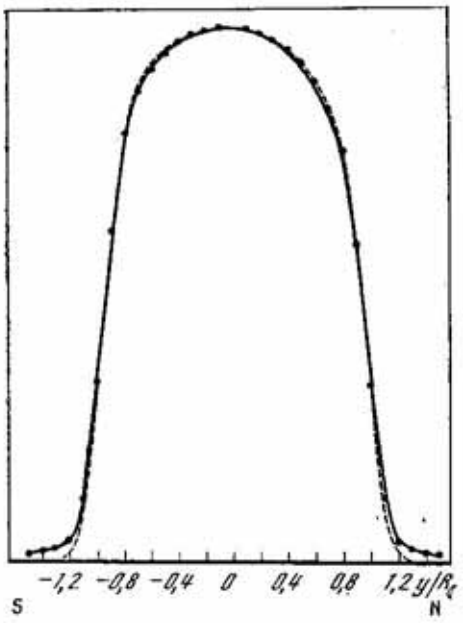


Рис. 3. Распределение яркостной температуры по лунному диску на волнах 2,25 и 2 см



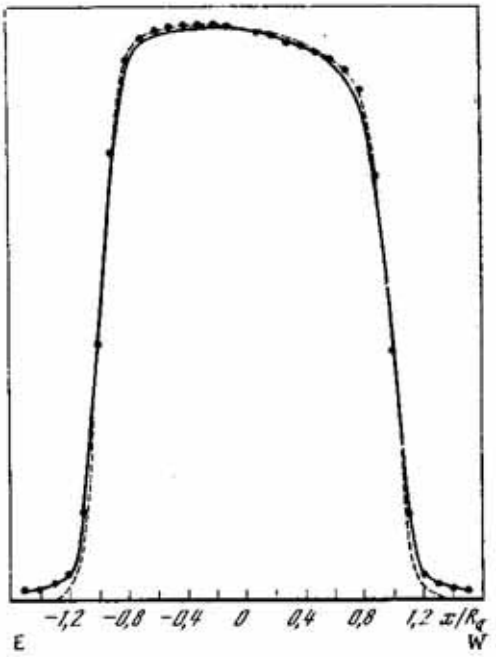


Рис. 4. Изменение антенной температуры при сканировании Луны по δ

Рис. 5. То же, что и на рис. 4, для сканов по α

ниями представлены изотермы на волне 2 см, взятые из [6]. Внешняя штриховая линия соответствует уровню 0,5 T_0. Из рис. 3 видно, что расчетное распределение на волне 2,25 см и распределение на волне 2 см близки.

Сделаем замечание о распределении яркостной температуры на волне 2,25 см. Внешняя сплошная окружность на рис. 3 соответствует лимбу Луны и не является изотермой. Между тем из общих физических соображений следует, что на лимбе яркостная температура должна равняться нулю. Это противоречие можно устранить, считая, что распределение радиояркости описывается выражением (2) до расстояний от центра лунного диска, очень мало отличающихся от его радиуса (например, до 0,99999 $R_☾$), а затем быстро спадает до нуля. При этом антенная температура, найденная по формуле (1), практически останется такой же, как и при расчете T_a с использованием (2).

2. Оценка уровня боковых лепестков ДН антенны

На рис. 4 и 5 показано изменение антенной температуры для сканов по δ и по α соответственно. По горизонтальной оси отложены расстояния от центра лунного диска в долях его оптического радиуса. Темными кружками представлены значения T_a, найденные усреднением по 30 сканам. Радиус этих кружков примерно соответствует среднеквадратичной ошибке среднего. Штриховыми линиями показано изменение T_a, рассчитанное по (1) с использованием ДН, описываемой выражением

$$F(x, y) = \exp[-1{,}966 \cdot 10^6 (x^2 + y^2)], \tag{3}$$

которое применялось в [3, 4] при определении радиорадиуса Солнца. Расчетное значение T_a при $u = 0$ приравнивалось наблюденному значению T_a в этой точке.

Из рис. 4 и 5 видно, что ход изменения антенной температуры, полученной с учетом (3), на расстояниях от центра диска, превышающих $R_☾$, значительно отличается от хода изменения T_a, полученного из наблюдений. Подобное отличие отмечалось и в [1] при радионаблюдениях Солнца. Там было высказано предположение, что такой ход расчетной кривой обусловлен занижением уровня боковых лепестков ДН. Но полной уверенности в этом не было, так как в принципе это отличие хода расчетных и наблюденных кривых можно было объяснить и сравнительно медленным спадом радиоизлучения солнечной атмосферы на расстояниях от центра диска, превышающих некоторый эффективный радиорадиус Солнца. Теперь же ввиду отсутствия у Луны атмосферы, ясно, что «хвосты» на записях сканов, наблюдающиеся на расстояниях от центра лунного диска, в 1,2—1,5$R_☾$, обусловлены именно боковыми лепестками ДН, не учитывавшимися ранее.

Некоторый «эффективный» уровень последних можно оценить следующим образом. Представим, что функция, аппроксимирующая реальную ДН, имеет вид

$$F(x, y) = k_1 F_1(x, y) + k_2 F_2(x, y),$$

где k_1 и k_2 — постоянные коэффициенты,

$$F_1(x, y) = \exp[-a_1^2 (x^2 + y^2)], \qquad F_2(x, y) = \exp[-a_2^2 (x^2 + y^2)],$$

причем $a_2^2 \ll a_1^2$. Функция $F_2(x, y)$ при больших значениях $|x|$ и $|y|$ спадает значительно медленнее, чем $F_1(x, y)$. Для двумерной функции Гаусса, использовавшейся ранее для аппроксимации реальной ДН, величина $a_1^2 = 1{,}966 \cdot 10^6$. Величина a_2^2 определялась подбором из сопоставлений хода записей сканов Луны с расчетной кривой изменения T_a в результате сканирования. Оказалось, что наилучшее совпадение расчета с результатами наблюдений получается при $a_2^2 = 4 \cdot 10^4$.

Из условия нормировки $F(0, 0) = 1$ следует

$$k_1 + k_2 = 1. \tag{4}$$

Из (1) ясно, что

$$I(u) = k_1 I_1(u) + k_2 I_2(u),$$

где

$$I_1(u) = \frac{A}{\lambda^2} \iint\limits_{\Omega_и} T_я(x, y) F_1(x, y - u)\, d\Omega, \qquad (5)$$

$$I_2(u) = \frac{A}{\lambda^2} \iint\limits_{\Omega_и} T_я(x, y) F_2(x, y - u)\, d\Omega. \qquad (6)$$

Составим отношение

$$\gamma(u_i) = \frac{I(u_i)}{I(0)} = \frac{k_1 I_1(u_i) + k_2 I_2(u_i)}{k_1 I_1(0) + k_2 I_2(0)}, \qquad (7)$$

которое показывает, какую долю антенной температуры при $u = 0$ составляет $T_а$ при значении параметра u_i. Из (4) и (7) найдем

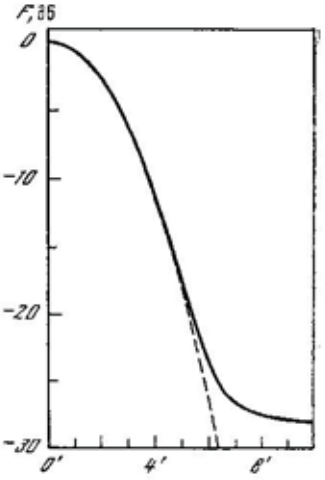


Рис. 6. Диаграмма направленности антенн на волне 2,25 см

$$k_2 = \frac{I_1(u_i) - \gamma(u_i) I_1(0)}{I_1(u_i) - I_2(u_i) + \gamma(u_i)[I_2(0) - I_1(0)]}, \quad k_1 = 1 - k_2. \qquad (8)$$

Значение $\gamma(u_i)$ может быть найдено из записей сканов, $I_1(u_i)$ и $I_2(u_i)$ рассчитываются по (5) и (6). Величина $\gamma(u_i)$ определялась из усредненных записей сканов отдельно по α и по δ при значениях $u_i = \pm 1{,}2;\ +1{,}3;\ \pm 1{,}4;\ \pm 1{,}5\ R_☾$.

Среднее значение коэффициента k_2, определенное по (8) из сканов по δ, равнялось 0,00206, а определенное из сканов по α составило 0,00243. Поэтому было принято, что $k_2 = 0{,}0022$ и ДН аппроксимируется следующей функцией:

$$F(x, y) = 0{,}9978 \cdot \exp[-1{,}966 \cdot 10^6 (x^2 + y^2)] + \\ + 0{,}0022 \cdot \exp[-4 \cdot 10^4 (x^2 + y^2)], \qquad (9)$$

где x и y выражены в радианах.

Диаграмма направленности (в децибелах), описываемая этой функцией, представлена на рис. 6 сплошной линией. Штриховой линией на этом рисунке показана «старая» ДН, учитывавшаяся в [3, 4]. Из рис. 6 видно, что для углов, составляющих с осью ДН от 0′ до 4′, обе ДН практически совпадают. Для углов более 6′ различие между ними становится значительным.

Достоинство этого способа состоит в том, что ДН аппроксимируется одним аналитическим выражением в пределах любых углов от оси ДН и аппроксимирующая функция является гладкой, без скачков производных. Оба эти фактора облегчают численные расчеты отклика антенны, выполняемые на ЭВМ.

Расчетные кривые изменения антенной температуры при сканировании диска Луны, использующие ДН, аппроксимированную функцией (9), представлены на рис. 4 и 5 сплошной линией. Из этих рисунков видно хорошее совпадение результатов расчета и наблюдений на больших расстояниях от центра лунного диска.

3. Определение радиорадиуса Луны

Расчет отклика антенны на радиоизлучение Луны по формуле (1) с использованием выражений (2) и (9) показывает, что для сканов по δ при направлении оси ДН на северный край лунного диска антенная температура ($T_{а\,кр}$) составляет 0,3328 от антенной температуры, получаемой при направлении оси ДН на центр Луны ($T_{а☾}$), а при наведении на южный край $T_{а\,кр} = 0{,}3249\ T_{а☾}$. Таким образом, для сканов по δ антенна направлена на край лунного диска, когда в среднем по этим двум направлениям $T_{а\,кр} = 0{,}329\ T_{а☾}$. Поэтому угловой радиодиаметр Луны можно определить из

записей сканов по δ, измеряя расстояние между точками на кривой записи скана, уровень антенной температуры в которых составляет 0,329 $T_{a☾}$.

Аналогичное рассмотрение сканов по α показывает, что $T_{a\,кр} = 0{,}436\ T_{a☾}$. Полученное из записи скана по α значение радиорадиуса Луны умножалось на $\cos\delta$.

Вследствие перемещения Луны относительно экваториальной системы координат и конечной скорости движения антенны при сканировании в измеренные по записям сканов радиорадиусы необходимо ввести поправки. Несложные выкладки приводят к следующим выражениям лунного радиорадиуса (R_r'), учитывающим скорость движения Луны ($v_☾$) и скорость движения антенны (v_a) относительно экваториальной системы координат:

$$R_r' = R_{☾1}\left(1 - \frac{v_☾}{v_{a_1}}\right), \qquad R_r' = R_{☾2}\left(1 + \frac{v_☾}{v_{a_2}}\right), \tag{10}$$

где $R_{☾1}$ и v_{a1} — соответственно лунный радиорадиус, определенный по записи скана, и скорость антенны, когда антенна «догоняет» Луну; $R_{☾2}$ и v_{a2} — те же величины для случая встречного движения Луны и антенны.

Скорости v_{a1} и v_{a2} определялись для каждого скана с помощью координатных меток. В среднем для сканов по δ $v_☾/v_a \approx 0{,}010$, а для сканов по α $v_☾/v_a \approx 0{,}034$.

Отметим, что $R_r' \neq (R_{☾1} + R_{☾2})/2$. При $v_{a1} = v_{a2} = v_a$, т. е. если абсолютная величина скорости антенны для прямого и обратного сканов неизменна, то

$$R_r' = \frac{R_{☾1} + R_{☾2}}{2}\left[1 - \left(\frac{v_☾}{v_a}\right)^2\right]. \tag{11}$$

В [1—4] радиорадиус Солнца определялся как среднее значение из прямого и обратного сканов. Солнце движется относительно экваториальной системы координат примерно в 10 раз медленнее Луны. Поэтому из (11) получим, что с высокой точностью $R_r' = (R_{\odot 1} + R_{\odot 2})/2$, т. е. усреднение по прямому и обратному сканам для Солнца является достаточно точным.

В величины лунного радиорадиуса, полученные с учетом выражений (10), вводились поправки на дифференциальную радиорефракцию. Во время наблюдений видимый зенитный угол Луны z_0 не превышал 50°. Согласно [8] величина угла радиорефракции в земной атмосфере при $z_0 \leqslant 60°$ определяется суммой трех членов. Первый член учитывает радиорефракцию в нейтросфере и равен $\Delta n_0 \operatorname{tg} z_0$, где Δn_0 — отличие показателя преломления воздуха от 1 у поверхности Земли. Два других члена учитывают радиорефракцию в ионосфере. Расчет при «стандартных» параметрах ионосферы показывает, что влиянием последней на волне 2,25 см можно пренебречь. Поэтому угол радиорефракции оценивался по формуле

$$\rho = \Delta n_0 \operatorname{tg} z_0.$$

Дифференциальная радиорефракция рассчитывалась по формуле

$$\Delta\rho = \Delta n_0 (\operatorname{tg} z_{01} - \operatorname{tg} z_{02}), \tag{12}$$

где индексы 1 и 2 обозначают нижнюю и верхнюю точки пересечения на небе линии сканирования с лунным диском соответственно.

Можно показать, что для сканов по δ значение лунного радиорадиуса $R_r \approx R_r' + \frac{\Delta\rho\cos\psi}{2}$, где R_r' получено с учетом выражений (10), ψ — угол между кругом склонения, проходящим через центр лунного диска, и вертикалью. Для сканов по α $R_r \approx R_r' + \frac{\Delta\rho\sin\psi}{2}$.

При расчете дифференциальной радиорефракции по (12) было принято, что $\Delta n_0 = 3{,}7\cdot 10^{-4}$. Максимальное значение поправки, которую надо прибавить к измеренному значению радиорадиуса Луны R_r', составило около 0″,4 для сканов по α и около 0″,5 — для сканов по δ. Использование значения $\Delta n_0 = 3{,}3\cdot 10^{-4}$, принятого в качестве среднего в [8], лишь незначительно уменьшает эти поправки.

4. Результаты определения радиорадиуса Луны и выводы

В результате обработки 30 записей сканов по α и такого же числа сканов по δ были получены соответственно следующие значения лунного радиорадиуса:

$$R_r = (0{,}9990 \pm 0{,}0008)\, R_☾, \quad R_r = (0{,}9993 \pm 0{,}0010)\, R_☾.$$

Здесь со знаком $\pm$ указаны среднеквадратичные ошибки среднего. Отношение среднего радиорадиуса для сканов по δ к той же величине для сканов α составляет $1{,}0003 \pm 0{,}0013$, т. е. эллиптичность радиоизображения края диска Луны практически отсутствует. Среднеквадратичная ошибка отдельного измерения радиорадиуса приблизительно равна $\pm 5''$.

Таким образом, измеренный радиорадиус Луны в пределах среднеквадратичной ошибки $\pm 1''$ равен ее оптическому радиусу. Это указывает как на хорошее совпадение (по крайней мере в пределах полосы шириной 10—12′, середина которой проходит вдоль линий сканирования) рассчитанного распределения яркостной температуры по лунному диску с реальным, так и на вполне удовлетворительную точность определения радиорадиуса описанным методом.

Ввиду уточнения диаграммы направленности на волне 2,25 см в результаты измерения радиорадиуса Солнца, описанные в [3, 4], необходимо ввести поправки. Это будет сделано в другом месте. Предварительные оценки показывают, что эти поправки составят около 3″ и не изменят основного вывода, сделанного в [3, 4], об изменении радиорадиуса Солнца с фазой цикла солнечной активности.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Бачурин А. Ф.* Радиодиаметр Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 65, с. 71—79.
2. *Бачурин А. Ф.* О радиорадиусе Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 127—132.
3. *Бачурин А. Ф.* Изменение радиорадиуса Солнца с фазой цикла солнечной активности на волнах 2,25 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 68, с. 68—74.
4. *Бачурин А. Ф.* Радиорадиус Солнца на волне 2,25 см в направлении полярных областей в максимуме солнечной активности.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69, с. 130—133.
5. Астрономический Ежегодник СССР на 1982 год. Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1979, с. 575.
6. *Butz M., Hirth W., Fürst E.* Die Helligkeitsverteilung auf der Mondscheibe im Mikrowellenbereich.— Mitt. Astron. Ges., 1978, N 43, S. 271—274.
7. *Абалакин В. К.* Основы эфемеридной астрономии. М.: Наука, 1979, с. 627.
8. *Колосов М. А., Шабельников А. В.* Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М.: Сов. радио, 1976, с. 84.

УДК 520.24:621.383.52

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ЯРКОСТИ СОЛНЦА НА ОСНОВЕ ФОТОПРИЕМНОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ МАТРИЦЫ

Л. В. Дидковский

Разработано устройство для измерения колебаний яркости Солнца на базе интегральной фотоприемной матрицы. С временнымм разрешением 24 мс регистрируются четыре дифференциальных («центр — край») сигнала яркости, отвечающие краевым участкам S, W, N, E, а также яркость в центре диска Солнца. Представлены результаты лабораторных испытаний прибора. Наблюдения на БСТ с эффективной длиной волны 0,85 мкм показали, что дневной тренд дифференциального сигнала составляет $2 \cdot 10^{-3}$ в единицах

яркости центра диска Солнца. Чувствительность измерений разности «центр — край» $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ в тех же единицах, при времени интегрирования 1^{m}. Средняя амплитуда долгопериодных, с характерным временем 1—3 ч, флуктуаций сигналов дифференциальной яркости (шумы вместе с возможными колебаниями Солнца) составляет $\sim 3 \cdot 10^{-4}$.

DEVICE FOR SOLAR BRIGHTNESS VARIATIONS MEASUREMENTS BASED ON THE IHTEGRAL PHOTODETECTOR MATRIX, by *L. V. Didkovsky*.— The instrument for observations of the brightness variations of the Sun was developed on the basis of the integral array detector matrix. Four differential (center-to-limb) brightness signals corresponding to limb zones N, S, E, W as well as the intensity in the center of the solar disk are registered with time resolution 24 ms. Results of the laboratory tests of the instrument are described. The observations performed at the Crimean solar tower telescope using an effective wavelength 0.85 mkm showed that the daily trend of the differential signal is about $2 \cdot 10^{-3}$ in units of center disk intensity. The sensitivity to the «center-to-limb» measurements is about $5 \cdot 10^{-4}$ for 1-min accumulation time. An amplitude of longperiod (1—3 hours) variations of the differential signals (noise together with possible solar oscillations) corresponds to $\sim 3 \cdot 10^{-4}$.

Обнаруженные в КАО АН СССР 160-мин глобальные колебания Солнца [1, 2] сопровождаются вариациями интенсивности в оптическом и инфракрасном (ИК) диапазонах спектра с относительной амплитудой $\sim 10^{-4}$. В установке для регистрации ИК-вариаций интенсивности [3] дифференциальный сигнал (ДС) «центр—край» измерялся при модуляции светового потока перемещением изображения Солнца в направлении E — W или N — S относительно неподвижного фоторезистора PbS.

Дальнейшим развитием этого эксперимента является использование многоэлементных фотоприемников. В настоящее время известно применение линейки фотоприемников для исследования колебаний яркости Солнца [4]. При неподвижном изображении Солнца линейку приходится вращать для получения информации с разных точек изображения.

Матричные структуры с фиксированным порядком вывода информации снижают темп вывода сигналов от диаметрально противоположных или удаленных друг от друга точек изображения Солнца. Поэтому, несмотря на наличие ряда эксплуатационных удобств у приборов с зарядовой связью (ПЗС), таких, как возможность получения межкадровой разности, определения конца строки и др. [5], мы отдали предпочтение фотоприемной матрице (МФ) с произвольной (координатной) выборкой на основе МОП-фотодиодов (ФД), работающих в режиме накопления заряда [6]. Разработка устройства для измерения колебаний яркости Солнца на базе МФ позволила включить его в систему сбора и обработки информации на БСТ [7, 8], где используется малый управляющий вычислительный комплекс (УВК) М-6000 с оперативной памятью 8К 16-разрядных слов.

Ниже приведены описание разработанного прибора и результаты лабораторных испытаний; сделаны предварительные выводы, полученные на основе наблюдений Солнца на БСТ.

1. Постановка задачи

По программе исследований колебаний Солнца результаты обработки данных наблюдений на УВК (через заданное время усреднения) построчно выводятся на цифропечать. Для полного заполнения строки можно добавить максимум шесть каналов результатов с МФ. Решено было измерять яркости в четырех краевых участках и центральном на изображении Солнца: J_S, J_W, J_N, J_E, J_c. После интегрирования в течение минуты вычисляются четыре ДС:

$$S = \frac{J_c - J_S}{J_c}, \quad W = \frac{J_c - J_W}{J_c}, \qquad (1)$$

$$N = \frac{J_c - J_N}{J_c}, \quad E = \frac{J_c - J_E}{J_c},$$

а также яркость от «среднего» края:

$$L = \frac{4J_c - (J_S + J_W + J_N + J_E)}{4J_c} \qquad (2)$$

и вместе с яркостью в центре изображения Солнца J_c выводятся на цифропечать.

Исходя из того, что геометрический центр МФ приходится на пространство между ФД (см. рис. 1), «точка», предназначенная для измерения яркости в центре Солнца и равноудаленная от краев, должна включать минимум четыре ФД. С целью уменьшения разброса измерений, связанного с электроникой, целесообразно все анализируемые выходы МФ подключить через одну микросхему коммутатора к общему резистору нагрузки, чтобы для дальнейшей обработки сигнала применить только один преобразующий элемент. Коммутатор, которым мы располагали, имеет четыре канала переключения в одном корпусе. Поэтому, применив его, можно снимать сигналы только с двенадцати ФД, которые находятся на пересечении четырех строк и четырех столбцов МФ. На рис. 1 показаны выбранные нами ФД по отношению к изображению Солнца. Цифры около ФД соответствуют порядку их опроса; например, после опроса нулевого ФД на S-крае, через 2 мс опрашивается первый ФД в центре и т. д. Такой порядок опроса позволяет с минимальным временным сдвигом снимать информацию с краевых и центральных ФД и тем самым значительно уменьшить влияние флуктуаций земной атмосферы на измерение ДС яркости.

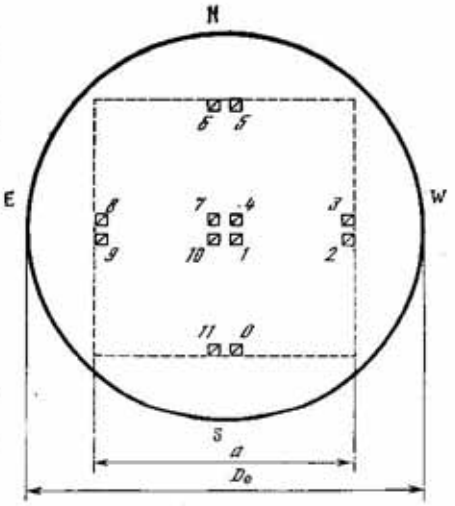


Рис. 1. Взаимное расположение изображения Солнца и анализируемых фотодиодов матрицы

$D_\odot$ — диаметр изображения Солнца; a — сторона матрицы, числа 0—11 указывают последовательность опроса фотодиодов

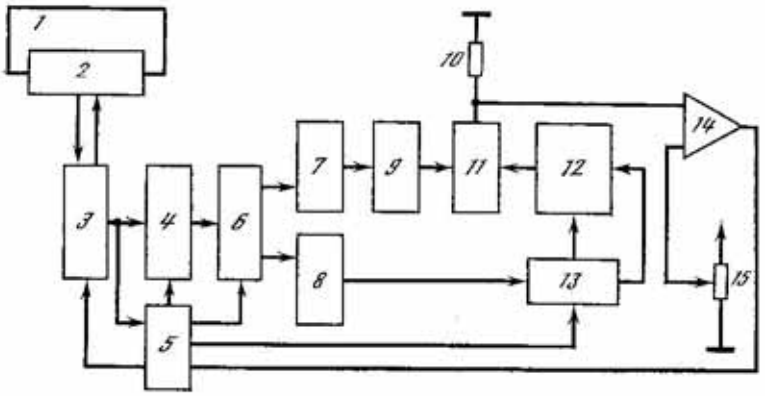


Рис. 2. Структурная схема устройства

1 — УВК М-6000, 2 — БИФ, 3—15 — БМФ

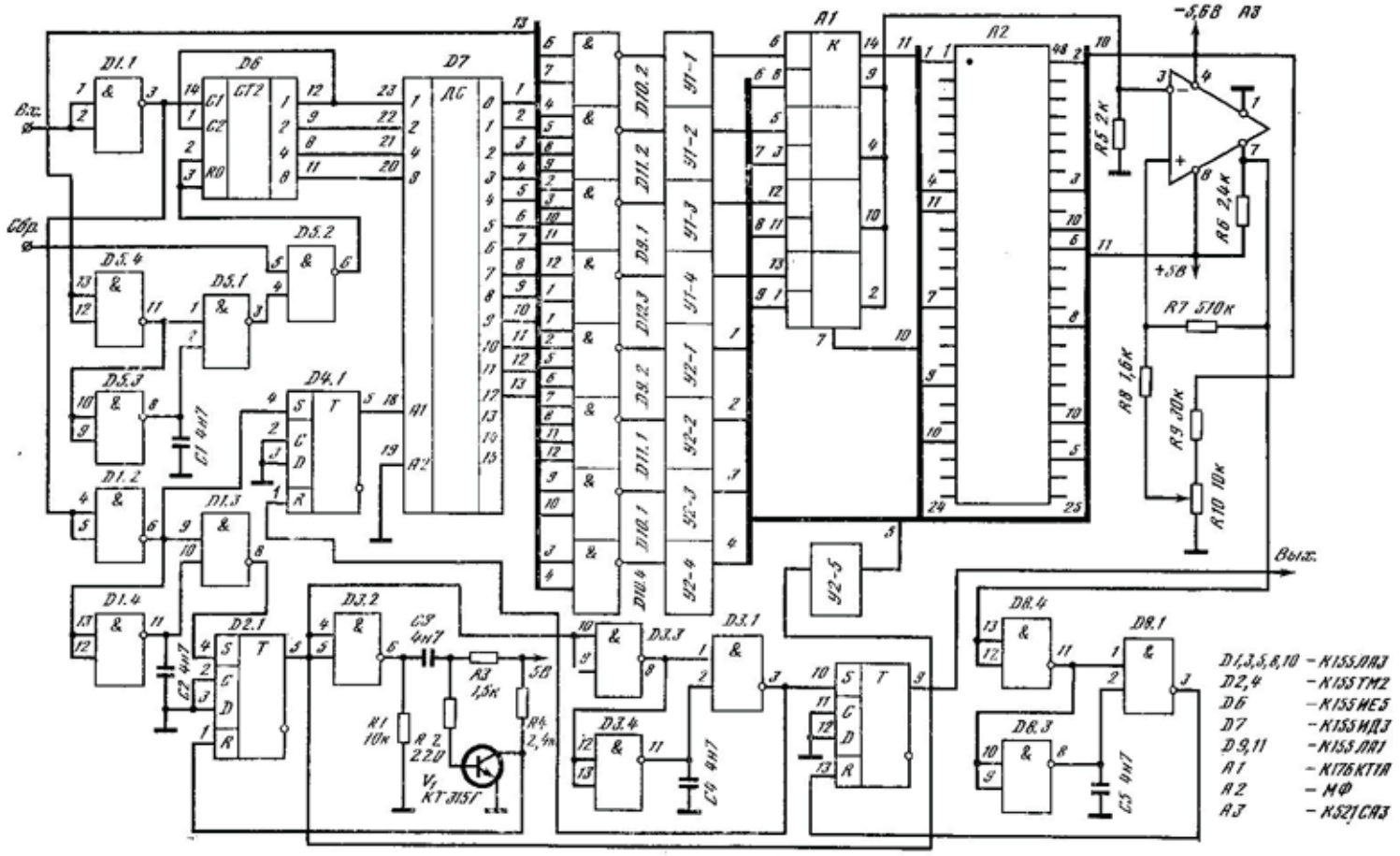


Рис. 3. Схема электрическая принципиальная БМФ

У1—1 ÷ У1 — 4 и У2 — 1 ÷ У2 — 5 показаны на рис. 4, *а* и *б* соответственно

Ж

2. Описание измерительного устройства

Устройство состоит из блоков матрицы фотоприемной БМФ (элементы *3—15* на рис. 2), блока интерфейсного БИФ *2* и линии связи. По сигналу УВК *1* через *2* и линию связи управляющие сигналы попадают на схемы согласования *3*, а дальше на двоичный счетчик *4* и схему управления *5*. Содержимое *4* с помощью двоично-десятичного дешифратора *6*, а также схем выбора разрядов *7* и адресов *8* преобразуется по уровню схемами *9* и *13* в сигналы, управляющие работой коммутатора *11* и МФ *12*. Сигнал «стирание» вырабатывается в *5* и через *13* также попадает на *12*. Выходы *12* через *11* подключаются к общему резистору нагрузки *10*. Напряжение, снимаемое с *10*, сравнивается с задаваемым потенциометром *15* на компараторе *14* и при совпадении, сигнал *14* воздействует на *5*, которая через *3*, линию связи и *2* заканчивает цикл обращения к одной точке *12*.

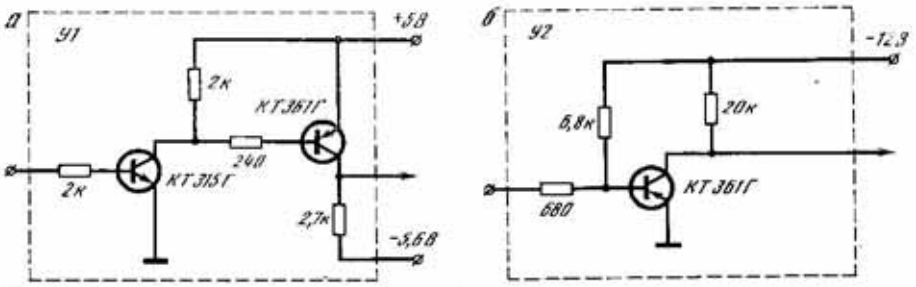


Рис. 4. Схемы электрические преобразователей уровней

На схеме электрической принципиальной (рис. 3), соответствующей рис. 2, двоичный счетчик выполнен на микросхеме D6; дешифратор — на D7; схема управления — на D1—D5; D8, V1; схемы выбора разрядов и адресов — на D9—D11; схемы преобразования уровней У1 (У1 — 1 ÷ У1 — — 4) и У2 (У2 — 1 ÷ У2 — 5) показаны на рис. 4. Коммутатор выполнен на микросхеме А1, компаратор — на А3, МФ — на А2. На рис. 3 не показаны согласующие схемы, фильтры по питанию и цепи питания микросхем D1 — D11, а также отдельные несущественные элементы, цепи контроля.

Экспериментальная МФ, примененная нами, подробно описана в [9—11], обозначения отдельных элементов БМФ даны на электрических схемах (рис. 3 и 4).

Внешний вид БМФ со снятой крышкой показан на рис. 5. Конструктивно он выполнен на двух печатных платах. На верхней плате расположены МФ, коммутатор и компаратор, на нижней — остальная часть схемы. Непосредственно над МФ устанавливается светофильтр КС-19 (на рис. 5о и не показан). Потенциометр, задающий порог срабатывания компаратора, выведен на переднюю панель. Туда же выведены три коаксиальных разъема — два входных и выходной, разъем питания, контрольные гнезда и переключатель контролируемых точек.

БИФ (его схема здесь не приводится) предназначен для преобразования длительности выходного импульса БМФ в двоичный код, хранения номера точки МФ, к которой происходит обращение, а также связи УВК и БМФ.

Устройство монтируется на установке, подобной описанной в [3]. Она освещается параллельным световым пучком, с точностью гидирования ~1". Входная щель имеет размер 0,5 × 0,5 мм². Расстояние от входной щели до фотоприемников 635 мм, диаметр «pin — hole» изображения Солнца ~5,5 мм.

3. Лабораторные испытания измерительного устройства

Схема установки для проведения испытаний показана на рис. 6. В качестве источника света применялась лампа накаливания, запитанная от стабилизированного блока питания с возможностью регулировки. За входной щелью

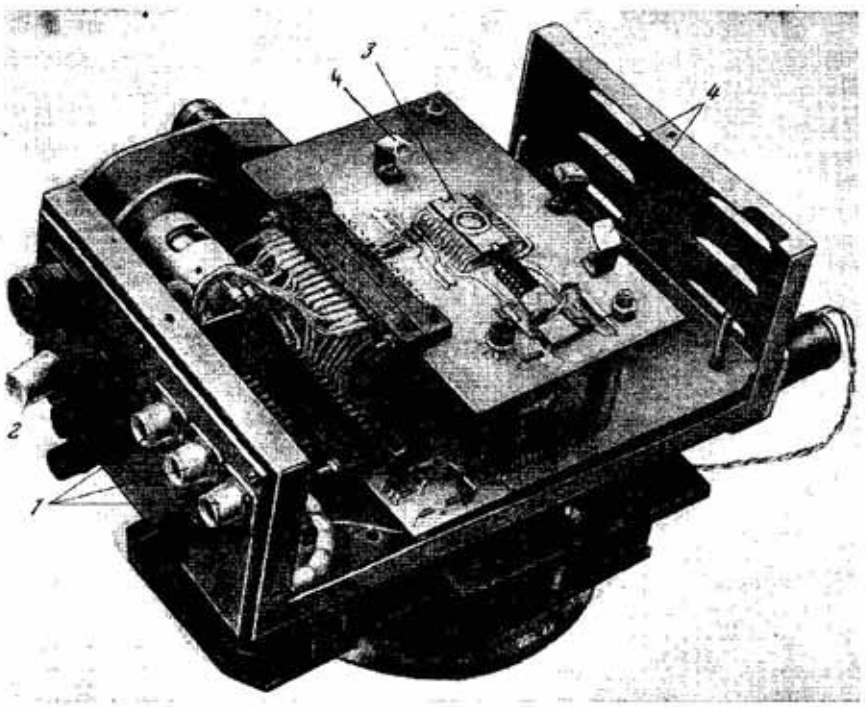


Рис. 5. Внешний вид БМФ

1 — разъемы для подключения линии связи; *2* — ручка потенциометра, задающего порог срабатывания компаратора; *3* — матрица фотоприемная; *4* — скобы фиксации светофильтра

S размещался красный светофильтр КС-19. Собирающая линза, поворотные зеркала и конденсор *K* формировали пучок света, освещающий МФ. БМФ вместе с оптической системой размещался внутри светонепроницаемого кожуха. С помощью генератора *Г* задавалась соответствующая данной освещенности частота запуска БМФ. Схема селекции *C* позволяла выбрать из 11 выходных сигналов сигнал заданной точки и измерить его длительность частотомером Ч3-38.

Известно, что с ростом температуры увеличиваются фототок и темновой ток ФД. Относительное изменение суммарного тока имеет порядок $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ (°C)$^{-1}$. Испытания МФ при температурах (0—40)° С с одновременным изменением интенсивности светового потока примерно на порядок показали линейность изменения длительности выходного сигнала (τ — величина, обратная суммарному току ФД) для каждого из ФД. Относительные изменения выходных сигналов для указанных диапазонов температуры и интенсивности света составили $(6 \div 8) \cdot 10^{-3}$ (°C)$^{-1}$, при токах лампы накаливания $I_л = (2{,}2 - 1{,}4)$ А соответственно.

Чтобы определить, как влияет изменение температуры МФ на ДС, сделаем некоторые простые вычисления. Для крайних значений температур нашего диапазона по известным из результатов испытаний длительностям (τ) выходных сигналов вычислим значения ДС. Например, ДС W-края (точки *1* и *2* на рис. 1) при $I_л = 1{,}7$ А равен

$$W\,(0°C) = \frac{J_c - J_W}{J_c} = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2} = \frac{46{,}95 - 50{,}05}{46{,}95} \approx 6{,}6 \cdot 10^{-2};$$

$$W\,(40°C) = \frac{36{,}05 - 37{,}65}{36{,}05} \approx 4{,}4 \cdot 10^{-2} \qquad (3)$$

(значения τ измерены при проведении температурных испытаний). Таким образом, ДС изменяется на 0,022 при изменении температуры на 40° С, что соответствует изменению $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ (в единицах J_c) на 1° С. Для других точек

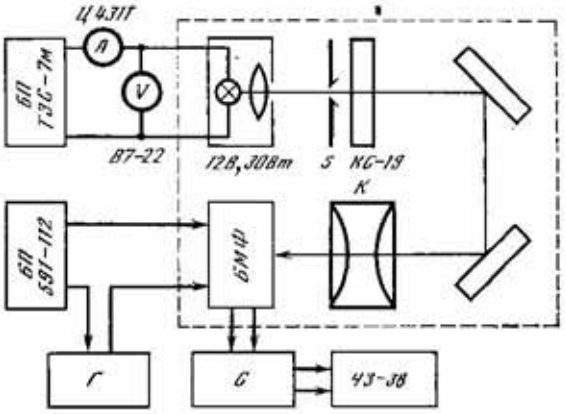


Рис. 6. Схема установки для лабораторных испытаний БМФ

БП — блоки питания, *S* — входная щель, *К* — конденсор, *Г* — генератор, *С* — схема селекции, Ч3-38 — частотомер

МФ в диапазоне $I_л = (1{,}4 \div 2{,}2)$ А изменения значений ДС не превышают 10^{-3}/°С.

Линейность световой характеристики определялась при освещении МФ солнечным светом на БСТ в рабочей установке. Одна входная щель была открыта постоянно на 0,5 мм, другая открывалась от 0,1 мм до 1,0 мм с фиксацией через 0,01 мм. В каждой точке фиксации частотомером трижды измерялась длительность импульса от ФД1 (см. рис. 1). Время измерения для всех точек ~26 мин. По рассчитанным значениям интенсивности света ($1/\tau$) определялись отклонения от линейности в каждой точке фиксации подвижной щели. Они составили 0,8% при минимальной яркости и 0,1% при максимальной (0,16% при рабочей щели $0{,}5 \times 0{,}5$ мм²) за время усреднения трех отсчетов в каждой точке измерения, не превышающее 7 мс.

Период обращения к МФ состоит из времени преобразования выходного импульса БМФ в число и времени обработки полученного числа в УВК. При наблюдениях Солнца яркость его, а значит, и период обращения изменяются. Проведенные испытания показали, что с ростом частоты обращений к МФ сигнал интенсивности линейно уменьшается на $\sim 3 \cdot 10^{-3}$% на герц.

Испытания на временну́ю стабильность проводились для ФД1 при $I_л = 1{,}5$ А в течение 9 ч. Одновременно фиксировалась температура МФ. После учета температурного ухода временной дрейф составил ~0,2% за 9 ч, что соизмеримо с возможным уходом параметров контрольно-измерительной аппаратуры, т. е. с ошибками измерений.

При определении зависимости ДС от изменения напряжения питания БМФ учитывалось, что суммарные максимально возможные колебания напряжения источника питания типа 591-112 не превышают 1%. В нашем случае они на порядок меньше, так как ток нагрузки почти не изменяется при работе БМФ и составляет ~0,1 от максимального, а между измерениями «центра» и «края» для получения ДС проходит короткий промежуток времени. Изменяя напряжения источников питания БМФ на $\pm 0{,}5$ В для блока питания (БП) с номинальным напряжением $U_0 = 5$В и $\pm 1{,}2$ В для БП с $U_0 = 12$ В, что соответствует изменению U_0 на ± 10%, мы получили изменения величины ДС на $\pm 1{,}5 \cdot 10^{-3}$. При реальных изменениях U_0 на $\pm 0{,}1$% соответствующие изменения ДС составят $\sim 10^{-5}$.

Таким образом, лабораторные испытания измерительного устройства показали, что главным фактором, влияющим на стабильность ДС, является температура МФ. Применение термостатирования с точностью 0,1° С позволит уменьшить уход ДС до величины, не превышающей 0,01%. Другой способ повышения стабильности ДС заключается в соответствующем изменению температуры управлении напряжением порога срабатывания компаратора, а в перспективе — в программном управлении с учетом температурных зависимостей каждого опрашиваемого ФД.

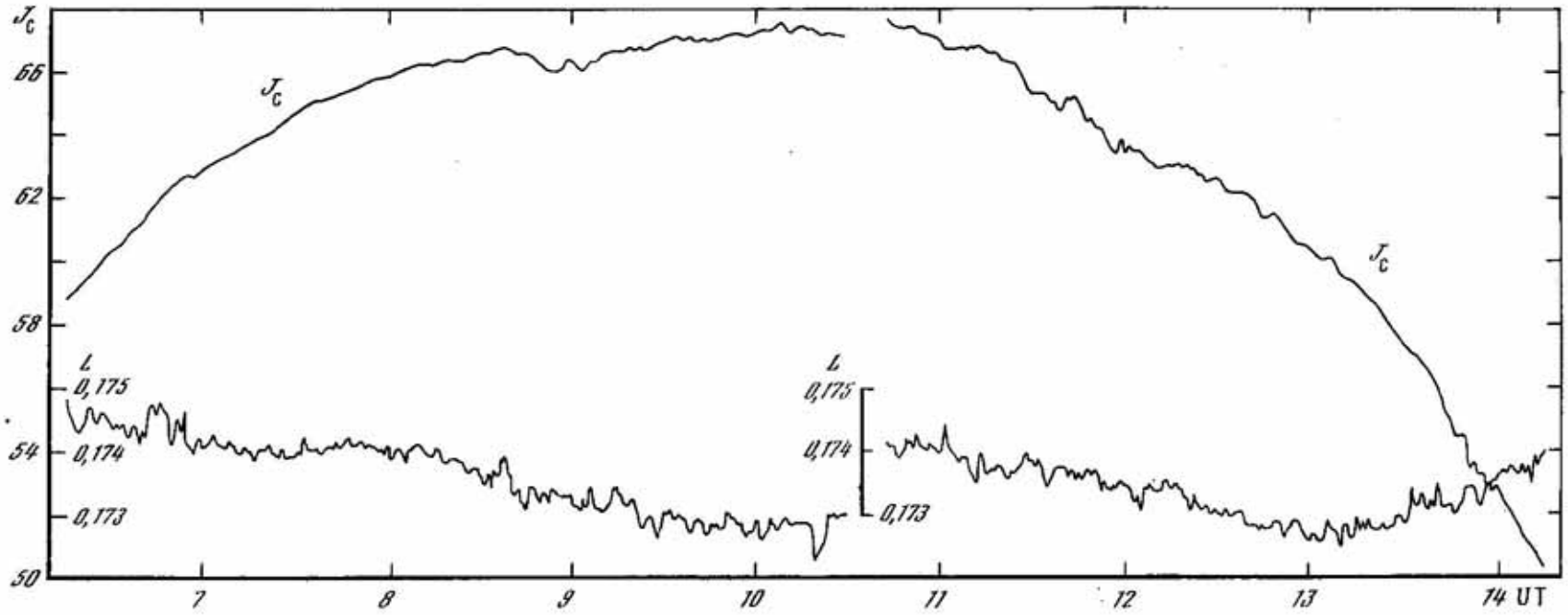


Рис. 7. Результаты наблюдений Солнца 11.09.1983 г.

J_c — ход яркости в центре диска Солнца, L — дифференциальный сигнал «среднего» края

4. Наблюдения Солнца

Измерения ДС и яркости центра диска проводились на эффективной длине волны 0,85 мкм с полушириной полосы пропускания ~0,3 мкм. Эти значения получены с учетом спектральной чувствительности МФ и полосы пропускания светофильтра КС-19.

С августа по октябрь 1983 г. получено около 40 записей. На примере одного дня наблюдений сделаем некоторые предварительные выводы. Рассмотрим рис. 7, где показаны кривые изменения в течение дня 11.09 1983 г. яркости в центре изображения Солнца J_c и ДС от «среднего» края L. Разрыв кривых около 10^h35^m UT связан с перестановкой целостата. Наблюдения проводились при хорошей, устойчивой прозрачности атмосферы, что дало возможность по кривой L определить отношение сигнал/шум с минимальным влиянием неоднородностей атмосферы, т. е. получить значение, близкое к чисто инструментальному. За время с 7^h00^m в течение часа при усреднении за 1^m среднеквадратичное отклонение сигнала L в относительных единицах $\sigma = 8{,}3\cdot10^{-5}$. При среднем уровне $L \approx 0{,}174$ это дает точность 0,05% и отношение сигнал/шум, равное $2\cdot10^3$. Дневной тренд ДС L составляет $2\cdot10^{-3}$ в единицах яркости центра диска Солнца, что для данной записи (см. рис. 7) примерно в пять раз меньше, чем обычные тренды в ИК-эксперименте.

Амплитуда короткопериодных флуктуаций ДС также приблизительно в 5 раз меньше, чем в ИК-эксперименте, а долгопериодных с характерным временем 1—3 ч,— примерно сравнима и равна $3\cdot10^{-4}$. Из рис. 7 видно, что колебания сигнала L не коррелируют с изменениями яркости в центре изображения Солнца J_c. Анализ полученного при наблюдениях материала будет сделан в дальнейшем.

Таким образом, разработанное и изготовленное в КАО АН СССР устройство для измерения колебаний яркости Солнца на базе интегральной фотоприемной матрицы позволяет более детально, чем в ИК-эксперименте, изучить физические процессы на Солнце, связанные с его глобальными колебаниями, существенно дополнить и уточнить результаты, полученные ранее [2, 3].

В заключение автор выражает глубокую признательность академику А. Б. Северному, В. А. Котову за постановку задачи, полезные советы и замечания, а также А. М. Чижову за помощь при сборке устройства.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 3—71.
3. *Kotov V. A., Koutchmy S., Koutchmy O.* Observation of global 160-min infrared (differential) intensity variation of the Sun. — Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 21—35.
4. *Kuhn J. R., O'Hanlon M.* Low — l 5-min oscillation observations.— Solar Phys., 1983, vol. 87, p. 207—219.
5. *Вето А. В., Костюков Е. В., Кузнецов Ю. А. Пресс Ф. П.* Фоточувствительные схемы с зарядовой связью: состояние и перспективы развития.— Электрон, пром-сть, 1982, № 7, с. 3—7.
6. *Веклер.* Пути создания фотополупроводниковых устройств передачи изображения на основе использования режима накопления заряда.— Электроника, 1967, № 9, с. 19—23.
7. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.* Система сбора и обработки информации на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1976, т. 56, с. 181—188.
8. *Дидковский Л. В.* Управление телетайпом и рациональное использование памяти управляющего вычислительного комплекса М-6000.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 205—207.
9. *Кашлатый Р. Е., Кожевникова А. М., Кругликов С. В.* и др. Интегрально-гибридная фотоматрица для оптических ЗУ.— Автометрия, 1977, № 2, с. 50—52.
10. *Матиенко Б. Г., Нестерихин Ю. Е.* Многоэлементные фотоприемные матрицы для голограммных запоминающих и вычислительных устройств.— Автометрия, 1979, № 7, с. 20—37.
11. *Матиенко Б. Г.* Исследование характеристик полупроводниковой фотоприемной матрицы.— Автометрия, 1979. № 3, с. 45.

УДК 520.88

МИКРОФОТОМЕТР ИНТЕНСИВНОСТЕЙ НА БАЗЕ МИКРО-ЭВМ «ИСКРА-1256»

В. П. Маланушенко, А. Г. Щербаков, В. И. Шутеев *

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР разработана автономная система цифровой регистрации спектрограмм на базе микрофотометра GII и микро-ЭВМ «Искра-1256». Система позволяет регистрировать информацию с негативов либо в фотографических плотностях, либо с автоматическим пересчетом плотностей в интенсивности по характеристической кривой и последующим выводом данных на графопостроитель, цифропечатающее устройство или кассетный накопитель на магнитной ленте.

A SYSTEM FOR SCANNING AND PRELIMINARY PROCESSING OF SPECTRA WITH THE MICRO-COMPUTER «ISKRA-1256», by *V. P. Malanushenko, A. G. Shcherbakov, V. I. Shuteyev.*— The automatic system using the microphotometer GII (DDR) and micro-computer «ISKRA-1256» has been developed at the Crimean astrophysical observatory to convert of densities into intensities and residual intensities, noise clearing and cross-correlation of numbers of spectra. The operational performances of «ISKRA-1256» and PDS microdensitometer (USA) are compared.

Бурное развитие средств вычислительной техники в течение последних десятилетий привело к созданию цифровых комплексов для автоматизации научных экспериментов. Одной из задач, успешно решаемых средствами автоматизации, является обработка нелинейных функций, таких, как перевод фотографических плотностей в интенсивности по характеристической кривой (ХК) фотонегатива.

В ряде научных организаций страны для этих целей применяются сложные машинно-ориентированные комплексы. Так, например, в САО АН СССР функционирует отечественный микроденситометр АМД-1 на базе мини-ЭВМ «Электроника 100И» и «СМ-4» [1, 2]. В Бюраканской АО АрмССР, ИАФА АН ЭстССР и Институте кристаллографии АН СССР введены в строй микроденситометры PDS на базе ЭВМ PDP-11 производства США [3]. В Астросовете АН СССР успешно эксплуатируется микроденситометр Joise Loeble английского производства. Однако такие сложные комплексы все еще имеют высокую стоимость и мало доступны потребителю.

С другой стороны, практически все обсерватории страны оснащены большим парком микрофотометров МФ-4 отечественного производства и микрофотометров GII, GIII производства ГДР, ориентированных на аналоговую запись сигнала. Очевидно, что на базе этих микрофотометров можно разработать методы цифровой регистрации двумя различными путями.

Первый заключается в преобразовании в цифровой код аналогового сигнала с записью его на промежуточный носитель (перфоленту, магнитную ленту) и последующей обработкой информации на больших ЭВМ. Система записи спектрограмм на магнитную ленту УПД ЕС-9002 с последующей обработкой на ЕС-1033, позволившая значительно повысить точность фотометрии, разработана в нашей обсерватории инженером А. И. Смирновым [4].

К числу недостатков первого метода следует отнести большой разрыв во времени между записью информации с фотографического негатива и получением окончательного результата на ЭВМ, что затрудняет объективный контроль за процедурой регистрации, а также нерациональное использование времени больших ЭВМ, ориентированных на решение сложных теоретических задач.

Другой путь — создание автономных комплексов, рассчитанных на регистрацию информации с помощью микро-ЭВМ. Ряд преимуществ такого

* Курский завод «Счетмаш».

подхода очевиден: относительно низкая стоимость микро-ЭВМ, автономность, непосредственный контроль за процессом обработки фотографической информации, возможность активного вмешательства в процесс регистрации.

Ниже приводится описание системы обработки фотографических негативов, разработанной нами на базе микрофотометра GII и вычислительного комплекса «Искра-1256».

Вычислительный комплекс «Искра-1256» представляет собой настольную микро-ЭВМ с объемом оперативной памяти 64 кбайт, работающую в диалоговом режиме и имеющую встроенный расширитель ввода-вывода. Расширитель позволяет использовать одновременно до семи интерфейсных функциональных блоков (БИФ), сопрягаемых с устройствами ввода-вывода и подключаемых к общей шине ЭВМ.

На рис. 1 показана блок-схема системы обработки данных. Переменный аналоговый сигнал, получаемый в результате движения спектрограммы, размещенной на столе микрофотометра, поступает в один из каналов аналого-цифрового преобразователя (АЦП), преобразуется в код и размещается в ячейках памяти микро-ЭВМ. Очевидно, что возможность решения поставленной задачи с помощью системы, показанной на рис. 1, во многом зависит от параметров применяемого АЦП. Поэтому следует остановиться на нем подробнее.

Применяемый АЦП имеет время преобразования сигнала в код 50 мкс, однако частота программного опроса АЦП (при заданной скорости сканирования спектрограммы на столе микрофотометра) подобрана нами таким образом, что элементарный шаг сканирования спектрограммы составляет 4 мкм. Объем оперативной памяти ЭВМ позволяет запоминать до 23000 отсчетов, что при шаге 4 мкм соответствует максимальной длине спектра, который может быть обработан с одной установки, 92 мм.

АЦП микро-ЭВМ «Искра-1256» является 32-канальным преобразователем (т. е. возможно подключение к ЭВМ 32 источников напряжений), имеющим два программно-переключаемых диапазона преобразования: ± 5 В с дискретностью 10 мВ и $\pm 0{,}5$ В с дискретностью 1 мВ. Разрядность АЦП — девять двоичных разрядов плюс один знаковый. Здесь важно отметить, что наша система основана на микрофотометре, не имеющем логарифмического усилителя. Поэтому девять разрядов АЦП позволяют регистрировать сигналы в диапазоне, соответствующем фотографическим плотностям ($D_i = \lg 1/T_i$ (вольт)) от 0 до 1,5. Но, так как АЦП имеет возможность программной смены диапазона преобразования с 5 на 0,5 В, это позволяет автоматически переключать его на диапазон 0,5 В, если аналоговый сигнал при больших фотографических плотностях оказывается слабым. Такой режим эквивалентен работе 13-разрядного АЦП, что позволяет регистрировать сигнал с точностью не хуже 2% до фотографической плотности 2,5—2,7.

Вопрос стабильности работы АЦП также решен нами программно. Один из его свободных каналов мы использовали для самоконтроля АЦП. При устойчивой работе блока выходной код при обращении к этому каналу не должен отличаться от нуля более чем на единицу. При возникновении дрейфа нуля из показаний АЦП программно вычитаются показания канала самоконтроля, что обеспечивает автоматическую цифровую коррекцию преобразования.

Блок-схема программы обработки спектров показана на рис. 2. Структура программы позволяет записывать спектры как в интенсивностях, так и в плотностях. Для работы в интенсивностях необходимо с пульта ввести в ЭВМ результаты измерений ступенчатого ослабителя. Результаты нескольких серий измерений ослабителя (полученных, например, для разных экспозиций) совмещаются программой в единую ХК, по оси $\lg J$, переводятся в плотности Бекера [5] и аппроксимируются полиномом третьей степени. Окончательно ХК представляется в памяти ЭВМ в виде таблицы $J = f(D)$ с шагом $0{,}01D$. Результаты аппроксимации, а также коэффициенты аппроксимирующего полинома распечатываются на дисплее или печатающем устройстве, что обеспечивает возможность повторного использования ХК без дополнительных вычислений.

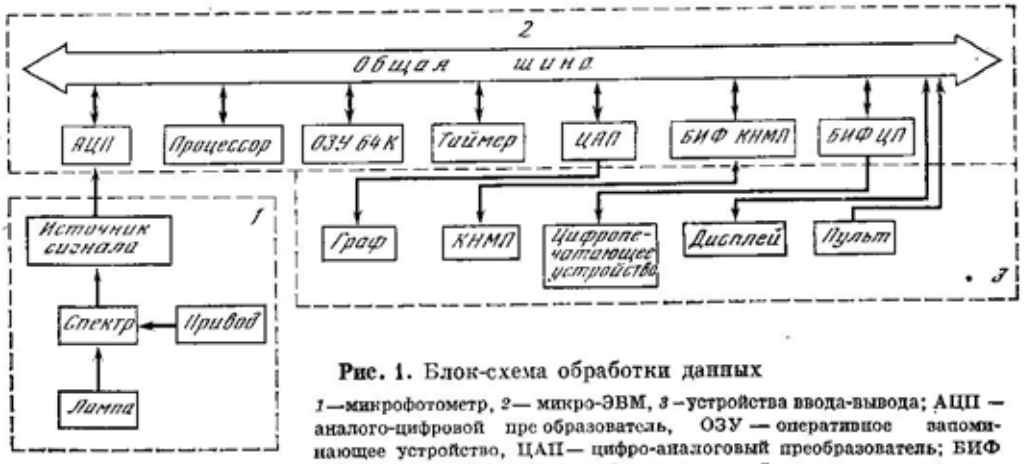


Рис. 1. Блок-схема обработки данных

1 — микрофотометр, 2 — микро-ЭВМ, 3 — устройства ввода-вывода; АЦП — аналого-цифровой преобразователь, ОЗУ — оперативное запоминающее устройство, ЦАП — цифро-аналоговый преобразователь; БИФ КНМЛ — блок интерфейсный функциональный кассетного накопителя на магнитной ленте, БИФ ЦП — то же для цифропечати, Граф — графопостроитель Н-306

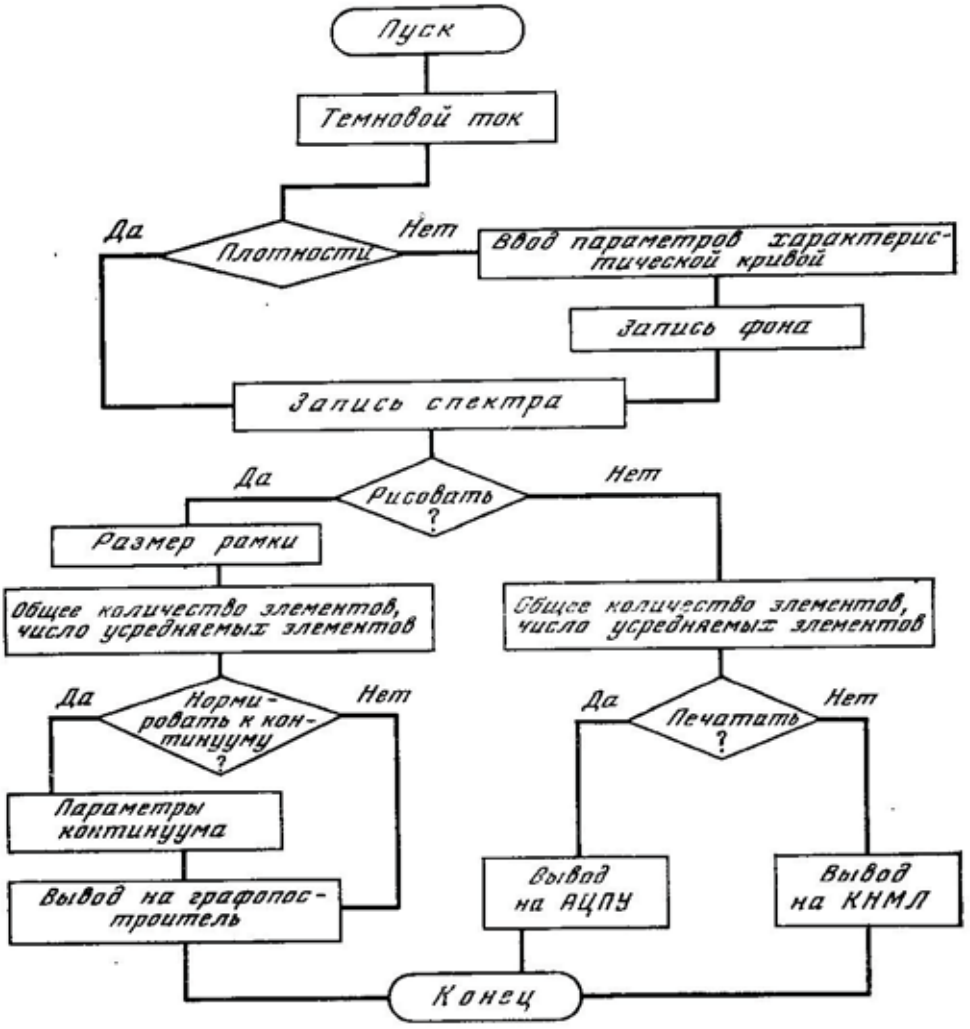


Рис. 2. Блок-схема программы обработки данных (см. текст)

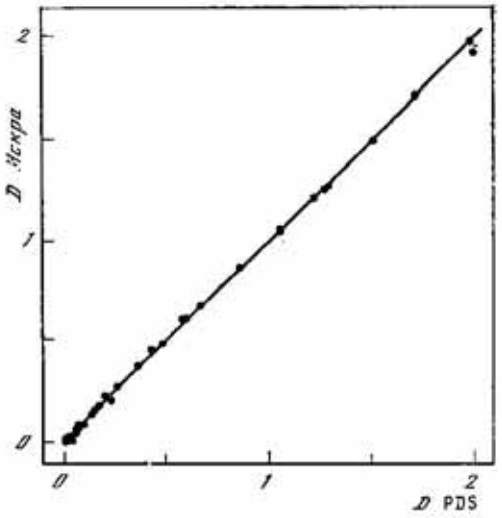


Рис. 3. Сравнение измерений фотографических плотностей негатива на двух системах

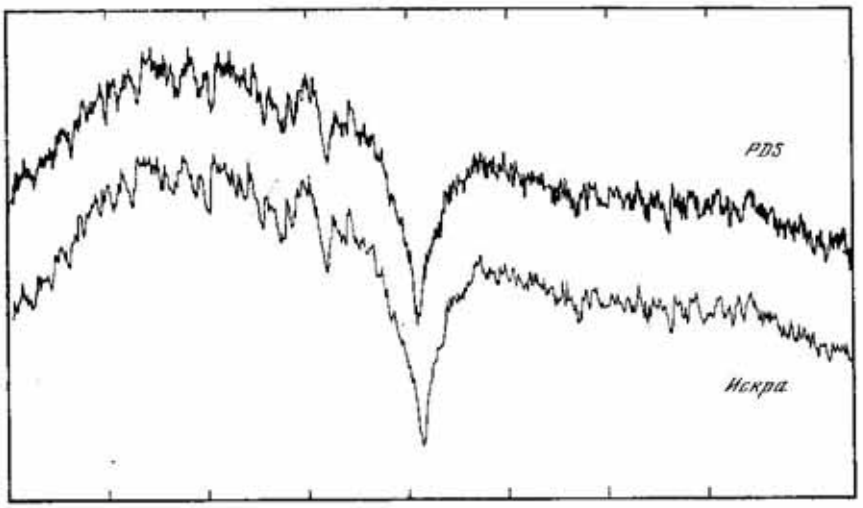
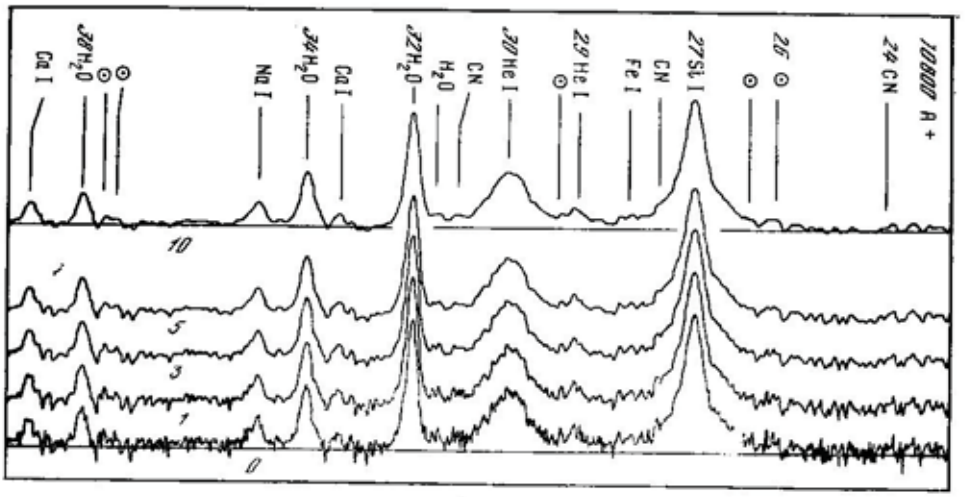


Рис. 4. Регистрограммы участка спектра 33 Lib, полученные на двух системах

Длина измерявшегося участка 14 мм, оригинальная дисперсия 50 Å/мм

На следующем этапе производится перевод исходных данных в интенсивности по заданной ХК с возможностью либо распечатки результатов на цифропечатающем устройстве, либо представления в виде графика на двухкоординатном графопостроителе Н-306, либо записи на магнитной ленте (КНМЛ) на кассетном накопителе. При этом вывод данных может производиться с любого номера единичного отсчета (рисование избранного участка спектра), а также по желанию пользователя может производиться усреднение любого числа единичных отсчетов. Повторно график спектра может быть построен в единицах континуума, если задать параметры последнего. Вспомогательные данные для этого вводятся пользователем с пульта, а вся необходимая служебная информация выводится на экран дисплея.

Отметим, что возможны модификации программы, приведенной на рис. 2. Во-первых, опрос АЦП можно организовать с использованием таймера и менять шаг сканирования спектра в широких пределах. Во-вторых, график может быть выведен на потенциометр КСП-4, любой другой потенциометр или рулонный графопостроитель при помощи программируемого цифроаналогового преобразователя (ЦАП). В этом случае регистрация сигнала от спектра и вывод его на КСП-4 могут быть реализованы в реальном времени без предварительной записи всего спектра в памяти ЭВМ. Таким образом, с одной установки может быть обработана спектрограмма любой длины, помещающаяся на столе микрофотометра.



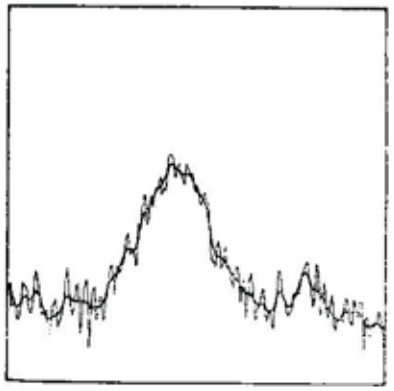


Рис. 5. Участок спектра солнечного факела в области 10800—10840 А

Оригинальная дисперсия 0,83 А/мм. 0 — исходная регистрограмма, 1, 3, 5 и 10 означают число сглаживаний скользящим средним по трем точкам, применяемое к исходной регистрограмме

Рис. 6. Профиль линии HeI λ10830 А в спектре солнечного факела без сглаживания и после пятикратного сглаживания скользящим средним по трем точкам

Для оценки качества получаемого материала мы провели исследования фотометрических характеристик системы и важнейшие из них сравнили с соответствующими данными для микроденситометра PDS. На рис. 3 и 4 приведены примеры такого сравнения. На рис. 3 сравниваются результаты измерений ступенчатого ослабителя в диапазоне плотностей от 0 до 2, полученные с помощью нашей системы и PDS Бюраканской обсерватории. Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на прямую, проведенную под углом 45°. На рис. 4 показаны регистрограммы одного и того же спектра 33 Lib в области линии H_α, полученные в интенсивностях при помощи упомянутых выше систем. Ширина щели при сканировании выбрана одинаковой. Бо́льшая зашумленность регистрограммы в случае PDS вызвана тем, что сканирование спектра проводилось со щелью меньшей высоты по сравнению с нашей системой. Хорошо видно совпадение спектров как в мелких деталях, так и по общему ходу интенсивности.

Массивы данных, записанных на магнитной ленте, можно подвергать дальнейшей обработке с помощью разработанного нами для микро-ЭВМ «Искра-1256» пакета прикладных программ. В него входят методы статистической обработки экспериментальных данных, фильтрация шумов фотонегатива, кросскорреляционное совмещение нескольких спектрограмм и дальнейшее их усреднение, вычисление эквивалентных ширин спектральных линий.

На рис. 5 и 6 приведены регистрограммы участка спектра солнечного факела в области линии He I λ10830 А в интенсивностях, нормированных к локальному континууму, для которых применено многократное сглаживание шумов фотонегатива скользящим средним по трем точкам. Площадь щели микрофотометра при получении регистрограмм была равна 0,08 мм².

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благо-

дарность А. А. Боярчуку за поддержку, постоянное внимание и интерес к этой работе, К. К. Чуваеву за обсуждение и полезные замечания и В. Т. Жоголевой за помощь в оформлении рукописи статьи.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Гришин М. П.* Автоматическая обработка фотографических изображений с применением ЭВМ. Минск: Наука и техника, 1976.
2. *Буренкова О. С., Коровяковская А. А., Назаренко Н. Н.* Система сканирования и предварительной обработки спектров на фотометрическом комплексе САО АН СССР.— Астрофиз. исследования (Изв. САО), 1982, т. 16, с. 108—115.
3. *Elvius T., Lindgren H., Lynga G., Wihlborg N.* The Lund centre for automated measurements of astronomical plates.— Rep. Obs. Lund. 1978, N 14, p. 1—13.
4. *Boyarchuk A. A., Burnashova B. A., Shakhovskaya N. I.* The reduction of photographic spectrograms at the Crimean astrophysical observatory.— Astron. Photography 1981, proc. 1981, p. 111—112.
5. *Llebaria A., Figon P.* General analytic formula for a film characteristic.— Astron. Photography 1981, proc. 1981, p. 25—30.

УДК 520.3

ДВУХЛИНЗОВЫЙ ЛЕГКО ЮСТИРУЕМЫЙ КОМПЕНСАТОР ДЛЯ КОНТРОЛЯ ВОГНУТЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ

В. В. Кузнецов, Г. М. Попов, В. И. Проник

Рассматривается двухлинзовый компенсатор типа компенсатора Оффнера для контроля светосильных астрономических зеркал. Форма линз позволяет легко юстировать их относительно друг друга и компенсатор в сборе относительно контролируемого зеркала. Рассчитаны варианты схемы контроля светосильного гиперболического зеркала диаметром 4 м с относительным отверстием 1 : 2,5 с компенсатором длиной от 400 до 800 мм. Компенсатор длиной 600 мм имеет линзы диаметром не более 125 мм и обеспечивает при идеальном качестве поверхностей линз качество коррекции аберраций нормалей контролируемого зеркала при двойном ходе лучей не хуже 0,008 мкм. Указан простой способ, позволяющий путем изменения масштаба рассчитанного компенсатора получить параметры контрольной схемы для зеркал с другими значениями радиуса кривизны при вершине и эксцентриситета.

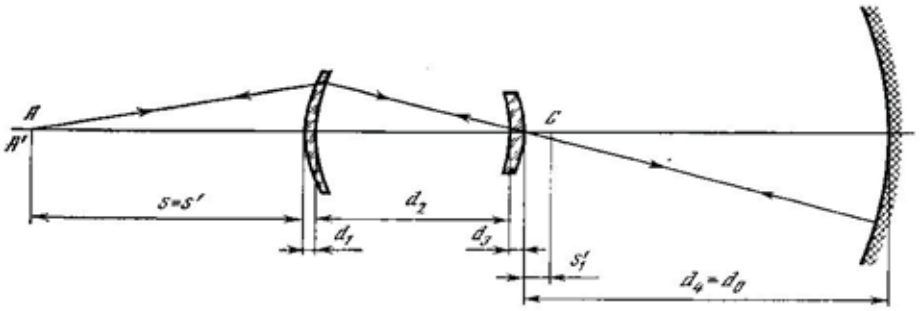
EASILY ADJUSTED TWO LENS NULL CORRECTOR FOR CONCAVE ASTRONOMICAL MIRRORS TESTING, by *V. V. Kuznetsov, G. M. Popov, V. I. Pronik.*— Consideration is being given to the use of special Offner kind null corrector. The shape of lenses permits their easy adjustment with the null corrector for mirror testing. Some versions of systems to test fast speed *F*/2.5 hyperboloide mirrors of about 4 m diameter are designed. The length of null corrector is from 400 to 800 mm. 600 mm length corrector has up to 125 mm diameter lenses and quality of aberration correction better than 0,000008 mm. A simple method of changing radii and null corrector length for another mirror testing is described.

Современная техника астрономических наблюдений развивается по пути создания крупных инструментов с высоким разрешением. Одним из наиболее важных моментов при создании крупного телескопа является изготовление и исследование главного зеркала телескопа, обеспечивающего дифракционное качество изображения. Все астрономические зеркала современных и проектируемых телескопов имеют асферическую форму, изготовление которой требует применения высокоточных количественных методов контроля. Этому требованию удовлетворяет метод контроля в компенсационной схеме, т. е. с применением компенсатора аберраций нормалей асферического зеркала. Принцип компенсационного метода заключается в том, чтобы к контролируе-

мому зеркалу подобрать вспомогательную оптическую систему, аберрации которой скомпенсировали бы аберрации нормалей исследуемого асферического зеркала.

Один из первых компенсационных методов был предложен Максутовым [1]. В методе Максутова сферическая аберрация асферической поверхности компенсируется вогнутым сферическим зеркалом. Недостатками метода являются трудности изготовления высокоточного вспомогательного сферического зеркала, габариты которого сравнимы с габаритами контролируемого зеркала, и экранирование рабочей зоны зеркала источником света и регистрирующей системой. Кроме того, в случае контроля этим методом крупногабаритных светосильных зеркал остаточная сферическая аберрация велика. От этих недостатков свободны схемы с линзовыми компенсаторами.

Однолинзовый компенсатор для контроля параболического зеркала был предложен Линником [2]. Этот тип компенсатора применяли Далл и Росс



[3, 4]. Последний добавил к положительной линзе компенсатора асферическую пластину, исправляющую остаточные аберрации параболического зеркала. Указанные однолинзовые компенсаторы Далла и Росса без асферики не обеспечивают необходимого качества компенсации сферической аберрации асферических поверхностей, особенно в случаях больших относительных отверстий 1 : 5—1 : 6 и более [5]. Компенсатор, состоящий из асферического мениска, был предложен Пуряевым [6] и не нашел широкого практического применения, по-видимому, из-за трудностей его изготовления и ограниченного диапазона использования — он позволяет контролировать асферические зеркала с относительным отверстием не более 1 : 4.

Один из наиболее сложных — универсальный трехлинзовый компенсатор Пуряева [7]. Компенсатор наряду с универсальностью обладает рядом положительных качеств: относительно небольшие габариты, возможность юстировки,— но все-таки сложен в изготовлении и при больших светосилах контролируемых зеркал не обеспечивает необходимой точности коррекции.

Очень часто применяемый двухлинзовый компенсатор Оффнера [8] был предложен для контроля параболического 1 : 4 зеркала диаметром 900 мм. Компенсатор обладает хорошими коррекционными возможностями, но неудобен в юстировке, особенно при больших расстояниях между линзами. Расчеты показывают, что применение компенсатора Оффнера для контроля светосильного 1 : 2,5 гиперболического зеркала диаметром 4 м требует изготовить и съюстировать компенсатор длиной до 1,5 м, это трудная задача.

Нами предложен двухлинзовый компенсатор типа Оффнера, более легкий в юстировке и обладающий такими же хорошими коррекционными возможностями, как компенсатор Оффнера.

Предлагаемый компенсатор состоит из двух выпукло-вогнутых линз со сферическими поверхностями (рисунок), причем вогнутые внутренние поверхности имеют одинаковый радиус кривизны; а расстояние между линзами равно значению этого радиуса. Поверхности нумеруются как обычно, в порядке прохождения их световым лучом, исходящим из точки A (см. рисунок). Компенсатор сконструирован так, что центр кривизны вогнутой поверхности 2 совпадает с центром вогнутой поверхности, а центр кривизны вогнутой поверхности 3 с центром вогнутой поверхности 2. Компенсатор исправляет сферическую аберрацию нормалей контролируемого асферического зеркала так,

что гомоцентрический волновой фронт, исходящий из точечного источника света A, проходит, деформируясь, через компенсатор, отражается от асферической поверхности и возвращается обратно через компенсатор безаберрационным в точку A', совпадающую с источником света A. При этом локальные ошибки контролируемой поверхности зеркала переносятся на отраженный волновой фронт в удвоенном масштабе [9].

1. Расчеты вариантов компенсатора для гиперболического зеркала диаметром 4 м

Нами рассчитан на ЭВМ ряд вариантов предложенного компенсатора для контроля гиперболического зеркала с относительным отверстием 1 : 2,5 и диаметром 4 м. Было также определено влияние конструктивных параметров схемы контроля и децентрировок на остаточные поперечные и волновые аберрации. Все расчеты были выполнены на ЭВМ ЕС-1033 с использованием комплекса по расчету компенсационных схем контроля асферической оптики, разработанного в Астрономической обсерватории Ленинградского университета. При нахождении конструктивных параметров компенсатора применялась программа оптимизации схемы контроля по конструктивным параметрам — радиусам кривизны. Использовался комбинированный метод Ньютона с шаговым поиском. Задавались толщины линз, расстояния компенсатора от контролируемого зеркала, показатели преломления стекол и радиус кривизны вогнутых внутренних поверхностей линз. Оптимизировались значения радиусов кривизны выпуклых поверхностей линз компенсатора так, чтобы в гауссовой плоскости волновые аберрации, соответствующие краевой и промежуточной зонам зеркала, были меньше заданной малой величины. Поперечные аберрации определялись численным расчетом хода лучей, исходящих по нормалям из заданных точек половины сечения зеркала. Волновые аберрации получены интегрированием поперечных аберраций по формуле [7]

$$W'_0 = \int_0^{u'} \delta g'_0 \cos u' \, du' + \frac{1}{2} \frac{(\delta g'_0 \cos u')^2}{-R_0},$$

где $\delta g'_0$ — поперечная аберрация в гауссовой плоскости, u' — апертурный угол, $r_5 = R_0$ — радиус кривизны при вершине контролируемого зеркала. Применялась двенадцатиточечная схема интегрирования по обобщенной формуле трапеций

$$W'_{0,k} = \frac{1}{2} \Big\{ \delta g'_{0,1} \cos u'_1 + \sum_{i=2}^{k} [(\delta g'_i \cos u'_i + \delta g'_{i-1} \cos u'_{i-1}) \times$$

$$\times (u'_i - u'_{i-1}) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k} (\delta g'_i \cos u'_i)^2, \quad k = 2, 3, \ldots, 12.$$

Расчет влияния конструктивных параметров схемы контроля и децентрировок на остаточные поперечные и волновые аберрации делался с учетом выбора оптимальной сферы сравнения.

В табл. 1 представлены параметры различных вариантов компенсатора для гиперболического зеркала диаметром 4 м и относительным отверстием 1 : 2,5 при различных расстояниях компенсатора от контролируемой поверхности зеркала d_4. В таблице приведены: радиусы кривизны выпуклых поверхностей r_4 и r_1, расстояние точечного источника света от первой поверхности компенсатора s, максимальные остаточные поперечная $\delta g'_0$ и волновая W'_0 аберрации нормалей контролируемого зеркала для гауссовой плоскости и световой диаметр наибольшей линзы D_m. Параметры контролируемого зеркала были заданы следующие: радиус кривизны при вершине $r_5 = -20000$ мм, квадрат эксцентриситета $e^2 = 1{,}08276$, световой диаметр $D = 4000$ мм. Расчеты были сделаны для стекла К-8 и источника монохромати-

Таблица 1

Вариант	d_4, мм	d_1, мм	$-r_4$, мм	$-r_1$, мм	$-s$, мм	$\delta g'_0$, мкм	W'_e, мкм	D_m, мм
1.1	19 980	400	151,25	—94,969	531,99	6,5	0,027	86
1.2		500	186,88	—122,030	741,25	3,6	0,014	105
1.3		600	222,66	—150,239	985,65	3,0	0,007	125
1.4		700	258,44	—179,440	1267,96	1,0	0,003	145
2.1	20 000	400	151,15	—95,860	518,74	6,2	0,021	86
2.2		500	186,70	—123,030	724,030	3,1	0,009	105
2.3		600	222,34	—151,340	964,33	1,4	0,004	125
2.4		700	258,13	—180,610	1241,40	1,3	0,003	145
3.1	20 020	400	150,94	—96,765	508,18	2,9	0,010	86
3.2		500	186,41	—124,030	707,88	0,9	0,003	105
3.3		600	221,95	—152,430	943,73	0,6	0,005	125
3.4		700	257,54	—181,800	1215,99	2,0	0,008	145
3.5		800	292,50	—213,250	1496,83	4,8	0,014	164
4.1	20 040	400	150,63	—97,671	494,06	1,8	0,016	86
4.2		500	186,09	—125,040	692,05	0,4	0,008	105
4.3		600	221,56	—153,520	923,65	1,2	0,010	125
4.4		700	256,95	—182,970	1191,04	4,1	0,014	145
5.1	20 060	400	150,31	—98,567	482,21	4,4	0,026	86
5.2		500	185,63	—126,031	676,62	3,7	0,019	105
5.3		600	220,94	—154,603	904,04	4,8	0,020	125
5.4		700	256,25	—184,124	1166,56	6,6	0,021	145
5.5		800	291,88	—214,480	1466,82	8,4	0,017	165

ческого света с длиной волны $\lambda = 589{,}3$ нм, показатели преломления стекол $n_2 = n_4 = 1{,}5163$. Толщины линз были заданы: $d_1 = 30$ мм, $d_2 = 20$ мм.

Анализ представленных результатов показывает, что наилучшие по коррекции варианты — это 1.4, 2.4, 3.2. У этих вариантов остаточная волновая аберрация менее 0,01 мкм ($\lambda/60$). Практическое применение этих вариантов в сильной степени зависит от качества изготовления и юстировки линз компенсатора и компенсатора в сборе относительно контролируемого зеркала. Результаты влияния изменений конструктивных параметров и децентрировок на остаточные поперечные и волновые аберрации схемы контроля использовались при назначении условных допусков [10] на конструктивные параметры и децентрировки (допусков, вычисляемых при условии изменения только одного параметра). Примем допуск на остаточную волновую аберрацию нормалей $\lambda/8$, или 0,07 мкм, т. е. $\Delta W' \leqslant 0{,}07$ мкм. Результаты расчетов допусков для вариантов 2.1—2.4 даны в табл. 2. В таблице приведены; допуски Δr_i на соответствующие радиусы r_i кривизны поверхности ($i = 1, 2, 3, 4$); допуски Δd_i на толщины линз и воздушные промежутки d_i ($i = 1, 2, 3$); допуски Δn_2, Δn_4 на n_2 и n_4 соответственно; допуски на поперечные смещения b_i и наклоны θ_i ($i = 1, 2, 3, 4$); допуски на поперечные смещения $b_{iл}$ и наклоны $\theta_{iл}$ линз ($i = 1, 2$); допуски на поперечное $b_к$ и продольные ΔD_0 и ΔD_1 смещения компенсатора и линзы 1 относительно контролируемого зеркала.

Из табл. 2 следует, что наиболее строгие требования предъявляются к кривизне первой поверхности первой линзы компенсатора, воздушному промежутку между линзами и юстировке линз компенсатора.

Для юстировки линз компенсатора при их изготовлении центры вогнутых поверхностей помечаются метками, например перекрестиями. Юстировка выполняется перемещениями и наклонами линз компенсатора до тех пор, пока подсвеченная метка на поверхности 2 не будет совмещена с ее изображением, создаваемым поверхностью 3, и наоборот. Метка на поверхности 2 может быть использована также для юстировки компенсатора в сборе относительно контролируемой поверхности зеркала, так как она расположена близко к центру кривизны последней. Совмещение меток по трем координатам автоматически обеспечивает и требуемое расстояние между линзами. За-

Таблица 2

d_4, мм	Δr_4, мм	Δr_3, мм	Δr_2, мм	Δr_1, мм	Δd_3, мм	Δd_2, мм	Δd_1, мм	d_2, мм	b_4, мм	b_3, мм	b_2, мм	b_1, мм	θ'_3
400	0,15	1,2	1,3	0,014	0,071	0,072	0,071	400	0,0045	0,013	0,097	0,0057	0′,1
500	0,22	1,8	1,4	0,019	0,092	0,092	0,090	500	0,0057	0,015	0,12	0,0068	0′,1
600	0,30	2,6	1,5	0,025	0,11	0,11	0,11	600	0,0068	0,018	0,16	0,0076	0′,1
700	0,40	3,4	1,7	0,032	0,13	0,13	0,12	700	0,0076	0,023	0,094	0,0091	0′,1

θ'_4	θ'_2	θ'_1	d_2, мм	$b_{2д}$, мм	$b_{1д}$, мм	$\theta'_{2д}$	$\theta'_{1д}$	$b_{1к}$, мм	ΔD_2, мм	ΔD_1, мм	d_1, мм	Δn_2	Δn_1
0′,1	0′,77	0′,20	400	0,007	0,006	0′,38	0′,24	0,032	0,49	0,087	400	0,0007	0,0003
0′,1	0′,62	0′,19	500	0,009	0,007	0′,57	0′,43	0,036	0,57	0,11	500	0,0009	000003
0′,1	0′,52	0′,19	600	0,011	0,008	0′,77	0′,25	0,038	0,69	0,14	600	0,0012	0,0003
0′,1	0′,62	0′,17	700	0,012	0,010	0′,76	0′,15	0,052	0,68	0,16	700	0,0012	0,0003

метим, что положение меток на линзах легко проконтролировать с микронной точностью прибором типа АСКОРЕКОРД.

Если при юстировке подсвечивать половинки горизонтальных или вертикальных рисок перекрестий, тогда освещенная часть риски будет играть роль светящейся щели, а другая часть риски — ножа Фуко. Продольными и поперечными перемещениями и наклонами линз необходимо добиться такого взаимного положения линз компенсатора, когда неосвещенная часть риски перекрестия будет затемнять наблюдаемую глазом противоположную сферическую поверхность, засвеченную освещенной частью риски. Можно считать, что линзы в компенсаторе съюстированы, если для обеих линз при освещении рисок мы будем наблюдать равномерную полутень на всей внутренней поверхности противолежащей линзы.

Оценим ожидаемую точность юстировки. Она определяется в данном случае предельной чувствительностью теневого метода и опытностью наблюдателя. Предельная чувствительность теневого метода для наблюдателя средней квалификации $\lambda/40$ [9], но мы возьмем более скромную величину $\lambda/18$. Такую волновую аберрацию вызывает продольная дефокусировка Δ, равная [9]

$$\Delta = \lambda/4\,(d_2/D)^2,$$

или, подставляя численные значения, например, варианта 2.3, получим

$$\Delta = 6\lambda \ (3{,}5 \text{ мкм}).$$

Заметим, что полученное значение точности продольной юстировки пригодно для всех приведенных вариантов схемы контроля, так как отношение d_2/D для них можно считать в первом приближении постоянным — оно будет меняться, только если изменится светосила контролируемого зеркала. Эта точность заведомо выше требуемой (0,1 мм). Остаточная волновая аберрация схемы контроля, вызванная неточностью продольной установки линз в компенсаторе в пределах приведенной точности (0,0035 мм), не будет превышать $\lambda/120$ для двойного хода лучей. Точность поперечной юстировки и юстировки наклонов линз будет, по-видимому, определяться точностью нанесения рисок в центре вогнутых поверхностей и шириной рисок, так как теневой метод к поперечной наводке еще более чувствителен:

$$\Delta_п = \frac{D}{d_2}\Delta,$$

или

$$\Delta_n = 1{,}2\lambda \quad (0{,}7 \text{ мкм}).$$

Такая поперечная децентрировка поверхностей или линз компенсатора не приведет к появлению остаточной волновой аберрации схемы контроля более $\lambda/30$ для двойного хода лучей. Отметим также, что предлагаемый способ юстировки далеко не единственный. Можно, в частности, применить метод юстировки со светящимися точками в центрах вогнутых поверхностей вместо перекрестий, но точность юстировки в этом случае, думается, будет ниже. Еще один метод юстировки — с многократным отражением лучей от частично алюминированных полупрозрачных вогнутых поверхностей. Для этого покрытие следует наносить на нерабочие периферические зоны линз или малые центральные во избежание экранирования рабочих зон. Многократное отражение лучей, исходящих из светящихся точек в центрах вогнутых поверхностей, между линзами, в случае разъюстировки приведет к появлению дорожек из изображений светящихся точек на полупрозрачных центральных частях вогнутых поверхностей линз. Точность такой юстировки, по-видимому, не хуже, чем у ранее описанных.

2. Расчет компенсатора для произвольного зеркала

Опишем простой способ, позволяющий, используя данные табл. 1, получить параметры схемы, пригодной для контроля любого другого зеркала с относительным отверстием не более 1 : 2,5 и имеющего форму коникоида. Пусть исходное зеркало, для которого уже рассчитан компенсатор, имеет параметры e^2, r, A, где e — эксцентриситет, r — радиус кривизны зеркала при вершине, A — относительное отверстие его. Новое зеркало, для которого требуется рассчитать компенсатор, имеет параметры e_1^2, R, A_1. При этом предполагается, что $A_1 \leqslant A$, а параметры компенсатора для исходного зеркала известны. Ограничим диаметр исходного зеркала так, чтобы его относительное отверстие равнялось A_1; тогда углы нормалей φ с осью на краю обоих зеркал будут одинаковы. Поскольку параметры, включая и A_1, исходного зеркала известны, легко найти его действующий полудиаметр y, и угол φ по известным формулам [10]

$$y = -A_1 r/4,$$

$$\operatorname{tg} \varphi = y/[r + (e^2 - 1)\, x],$$

где x вычисляется из уравнения конического сечения

$$y^2 = 2rx + (e^2 - 1)\, x^2.$$

Для аберрации нормали Δr известно простое выражение $\Delta r = e^2 x$. Определим сначала параметры вспомогательного зеркала, имеющего ту же аберрацию нормали Δr для угла φ, что и исходное зеркало, следовательно, для его контроля рассчитанный выше компенсатор пригоден; квадрат эксцентриситета вспомогательного зеркала примем равным e_1^2, т. е. соответствующему параметру нового зеркала. Уравнение вспомогательного зеркала можно записать в виде

$$y_1^2 = 2r_1 x_1 + c_1 x_1^2, \tag{1}$$

где

$$c_1 = e_1^2 - 1.$$

Дифференцируя (1), найдем

$$dx_1/dy_1 = \operatorname{tg} \varphi = y_1/(r_1 + c_1 x_1). \tag{2}$$

Чтобы вспомогательное зеркало можно было контролировать рассчитанным выше компенсатором, его аберрация Δr_1 нормали для угла φ должна сов-

падать с аберрацией нормали Δr исходного зеркала для этого же угла, т. е. $\Delta r = \Delta r_1$.]

Или

$$e^2 x = e_1^2 x_1 = \Delta r. \tag{3}$$

Таким образом, получены три уравнения (1) — (3) для определения неизвестных x_1, y_1, r_1. Из (3) сразу находим

$$x_1 = \Delta r / e_1^2.$$

Решая совместно (1) и (2), получим квадратное уравнение для определения r_1; решение его имеет вид

$$r_1 = x_1 (t^2 - c_1) \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{c_1}{t^2 - c_1}}\right), \tag{4}$$

где $t = \operatorname{ctg} \varphi$. Очевидно, здесь возможны два действительных значения радиусов кривизны r_1 вспомогательного зеркала, но в нашем случае только один из них имеет физический смысл.

При необходимости кроме x_1 и r_1 находим и y_1 из (2)

$$y_1 = (r_1 + c_1 x_1)/t. \tag{5}$$

Вспомогательное зеркало имеет радиус кривизны r_1, в общем случае не совпадающий с требуемым значением R, но обладает нужными значениями e_1^2 и A_1. Очевидно, если выбрать масштабный множитель M так, чтобы

$$M = R/r_1, \tag{6}$$

и умножить на него параметры схемы для вспомогательного зеркала, то получим требуемую схему для контроля зеркала с параметрами e_1^2, R, A_1, т. е. строгое решение поставленной задачи.

Сферическая аберрация полученной схемы для угла φ нового зеркала совпадает с аберрацией исходной схемы, но для других значений угла она может несколько отличаться, поэтому в ответственных случаях целесообразно произвести контрольный расчет хода лучей. Этот метод пригоден, очевидно, не только для компенсатора Оффнера, но и для других типов компенсаторов, например компенсатора Максутова [9, с. 243], Пуряева [7] и т. п.

Пример. Пусть параметры исходного зеркала будут

$$e^2 = 1{,}08276, \quad r = -20 \text{ м}, \quad A = 1 : 2{,}5.$$

Новое зеркало имеет параметры

$$e_1^2 = 1, \quad R = -19{,}95 \text{ м}, \quad A_1 = 1 : 3{,}83.$$

Ограничив относительное отверстие исходного зеркала до $A_1 = 1 : 3{,}83$, получим, что его полудиаметр $y = 1{,}3$ м. Из уравнения

$$y^2 = 2rx + (e^2 - 1)\, x^2,$$

находим $x = -0{,}0422463$ м. После чего

$$\Delta r = e^2 x = -0{,}0457426 \text{ м}.$$

Для $t = \operatorname{ctg} \varphi$ имеем

$$t = \frac{r + x(e^2 - 1)}{y} = -15{,}3873.$$

Из (3) получаем

$$x_1 = \Delta r = -0{,}0457426 \text{ м}.$$

Из (4) находим

$$r_1 = -21{,}6609 \text{ м}.$$

Масштабный множитель M согласно (6) равен

$$M = 0{,}921014.$$

Таблица 3

r, мм	d, мм	n	r, мм	d, мм	n
139,386	27,63	1	— 204,778	18,42	1,5163(К8)
552,608	552,608	1,5163(К8)	— 19950,0	19950,0	1
— 552,608		1			

$s = s' = -888{,}161$ мм

Возьмем, например, компенсатор, определенный параметрами 2.3 из табл. 1. Из табл. 1 следует, что расстояние s_1' от последней поверхности компенсатора до его параксиального фокуса C равно нулю; поскольку точка C должна быть совмещена с центром кривизны испытуемого зеркала, то расстояние d вспомогательного зеркала от компенсатора равно $d = s_1' - r_1 = -21{,}6609$ м. Умножив все параметры схемы на M, получим параметры новой (см. рисунок) компенсационной схемы (табл. 3), учитывая общепринятое правило знаков. Контрольный расчет хода лучей показал, что остаточная аберрация этой схемы пренебрежимо мала.

Ноябрь 1983 г.

Литература

1. *Максутов Д. Д.* Анаберрационные поверхности и системы и новые способы их испытания.— Тр. ГОИ, 1932, т. 8, вып. 86, с. 3—86.
2. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. Л.; М.: ОНТИ, 1937, с. 622.
3. *Dall H.* A null test for paraboloids, in Amateur telescope making, B3.— Sci. Amer., 1953, p. 149—152.
4. *Ross F.* Parabolising mirrors without a flat.— Astrophys. J., 1943, vol. 98, p. 341—346.
5. *Попов Г. М., Попова М. Б.* Методика расчета компенсатора Оффнера для контроля вогнутых асферических зеркал.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1978, т. 58, с. 109—112.
6. *Пуряев Д. Т.* Компенсатор для контроля качества параболических зеркал.— Опыт.-мех. пром-сть, 1973, № 4, с. 34—37.
7. *Креопалова Г. В., Пуряев Д. Т.* Исследование и контроль оптических систем. М.: Машиностроение, 1978, с. 2—24.
8. *Offner A.* A. null corrector for paraboloidal mirrors.— Appl. Opt., 1963, vol. 2, N 2, p. 153—156.
9. *Максутов Д. Д.* Изготовление и исследование астрономической оптики. Л.: ОГИЗ, 1948. 280 с.
10. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем: Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXXII, 1985 г.

ХРОНИКА

11 мая 1983 г. исполнилось 70 лет директору обсерватории, Герою Социалистического Труда академику Андрею Борисовичу Северному. За большой вклад в развитие советской науки, подготовку научных кадров и в связи с 70-летием со дня рождения А. Б. Северный награжден орденом Ленина

23 марта 1983 г. на высокоапогейную орбиту искусственного спутника Земли выведена автоматическая станция «Астрон», на которой установлен 80-см телескоп со спектрометром, предназначенный для изучения ультрафиолетовых спектров звезд, галактик, галактического фона. Телескоп разработан и построен в обсерватории совместно с промышленными предприятиями и Лабораторией космической астрономии (Марсель, Франция). Этим завершился многолетний напряженный труд большого коллектива сотрудников обсерватории и начался уникальный эксперимент по изучению ультрафиолетовых спектров небесных объектов.

В обсерватории в этом году проведены три совещания. В мае проходило совещание рабочей группы по звездным стандартам. В сентябре состоялось совещание Подкомиссии № 2 «Звездные атмосферы» Проблемной комиссии «Физика и эволюция звезд» многостороннего сотрудничества социалистических стран.

В конце октября здесь было заседание секции «Радиоизлучение Солнца» совета «Солнце — Земля».

Многие сотрудники обсерватории принимали участие в работе совещаний, конференций, семинаров: юбилейной конференции ВАГО, посвященной 50-летию общества (Юрмала); конференции по международной программе наблюдений кометы Галлея (Киев); совещания рабочей группы по астрофотографии (Абастумани); совещания по систематизации атомных параметров сечений и скоростей элементарных атомных процессов (Тарту); совещания рабочей группы «Физика звездных атмосфер» (Тарту); Всесоюзного семинара по рентгеновской и гамма-астрономии (Тбилиси); Всесоюзной конференции по физике комет (Киев); совещания рабочей группы «Специальные теоретические и экспериментальные методы исследования солнечной плазмы» (Рига); конференции по физике астероидов (Харьков); координационного совещания советских участников многостороннего сотрудничества социалистических стран по проблеме «Физика и эволюция звезд» (Суздаль) и других совещаний по различным научным и научно-организационным вопросам.

Кроме того, отдельные сотрудники обсерватории участвовали в работе совещаний, конференций, симпозиумов, проходивших за рубежом.

В январе А. А. Боярчук выезжал в Алжир в составе советской научно-технической делегации.

И. С. Саванов в марте участвовал в работе школы молодых астрономов социалистических стран в ГДР.

В июне А. А. Боярчук и Н. С. Чуваева выезжали в Финляндию на очередное советско-финское совещание по физике звезд.

А. Г. Косовичев и В. А. Котов в июне были в Италии на Европейской конференции «Осцилляции как метод зондирования внутреннего строения Солнца».

И. Г. Моисеев участвовал в работе симпозиума по изучению структуры квазаров методом сверхдальней радиоинтерферометрии, который также проходил в Италии в июне.

В конце июня А. М. Зверева была участником международного симпозиума по структуре Галактики, проходившего в Голландии.

В июле А. А. Степанян выезжал в Болгарию на международный семинар по космическим лучам и гамма-астрономии.

Ю. В. Каплин в августе выехал на год в Арабскую Республику Египет для работы на станции наблюдения ИСЗ.

В сентябре Н. С. Черных был в ФРГ на конференции международного метеоритного общества, а Д. Н. Рачковский — во Франции на симпозиуме «Статистические методы для анализов астрономических данных».

Н. Н. Степанян в сентябре выезжала в Венгрию на очередную консультативную встречу по физике Солнца в рамках КАПГ.

А. А. Боярчук в конце сентября — начале октября участвовал в очередной встрече КНЕС — Интеркосмос, проходившей во Франции.

Н. В. Стешенко в сентябре — октябре в течение месяца находился во Франции (Медонская обсерватория), где знакомился с работами по созданию крупных астрономических зеркал (в том числе составных). В декабре он выехал на две недели во Вьетнам.

М. Е. Боярчук и Н. М. Шаховской в декабре провели две недели в Финляндии, где знакомились с обсерваториями в Хельсинки, Турку, Метсахови, обсуждали результаты совместных работ и планы их продолжения.

В. И. Проник в декабре был в Италии, участвовал в работе 7-й Европейской астрономической конференции.

В обсерваторию в течение года приезжали ученые и специалисты из многих стран для проведения и обсуждения совместных работ, наблюдений на больших телескопах, на стажировку и для обмена опытом, для общего ознакомления с обсерваторией, ее оборудованием, для наладки приборов и установок.

В связи с подготовкой и осуществлением совместного советско-французского эксперимента на «Астроне» в обсерваторию приезжали (некоторые неоднократно) французские специалисты И. Валерио, Г.Вольтье, А. Манжен, А. Маньян, Ж. Куртес, П. Крувелье, Р. Мора, Ч. Хуа, Д. Югенен.

В октябре для продолжения совместной работы приезжал сотрудник Парижского института астрофизики С. Кучми.

Для проведения наблюдений на оптических телескопах и радиотелескопе в разное время и на разные сроки приезжали финские ученые О. Вилху, Х. Виртанен, Т. Корхонен, С. Линналуото, В. Пиирола, Э. Салонен, А. Силланпяя, В. Теерикорпи, И. Туоминен, С. Урпо, С. Хаарала.

В мае обсерваторию посетил шведский журналист Б. Бьёрнхейм.

В отделе радиоастрономии побывал Радхакришнан (Индия).

В июне на 10 дней приезжал М. Макита (Япония), с кратковременным визитом был Дж. Бакалл (США).

В ноябре обсерваторию посетил итальянский журналист Дж. Кьеза («Унита»).

Из Алжира приезжали А. Гезлун и Х. Хебиб.

В разное время на разные сроки для консультаций, обсуждения и выполнения совместных работ, на стажировку, для участия в совещании приезжали чехословацкие коллеги: А. Анталова, М. Ветешник, Л. Гриц, Р. Гудец, Ю. Зверко, С. Кржиж, А. Кучера, М. Соботка, П. Хайнцл, Д. Хохол.

С такими же целями в обсерватории были астрономы из ГДР: И. Гатцке, Э. Гусман, Х. Леманн, Г. Рубен, Г. Хубриг, В. Шенайх, Ю. Штальберг, Б. Штарк, а также аккредитованные в Москве журналисты Ф. Биллеб и Д. Петцольд.

Из Болгарии для участия в совещании приезжала Д. Райкова, в ноябре были Г. Петров и С. Седянков, в течение всего года продолжала стажировку З. Иванова, в мае была журналистка К. Канева.

Из Венгрии в совещании участвовал С. Барца.

Для установки и отладки вычислительного комплекса «Мера-60» в августе — сентябре приезжали польские специалисты С. Виттек, В. Лада, К. Орловски, З. Фирут.

В течение 4,5 месяца (май — сентябрь) в отделе радиоастрономии проходил стажировку сотрудник Института геофизики и астрономии АН Кубы С. Пабло, а в октябре с кратковременным визитом был директор этого института Г. Олива.

В этом году В. В. Прокофьева успешно защитила докторскую диссертацию, а Л. И. Цветков — кандидатскую.

В мае сдан в печать 71-й том «Известий Крымской астрофизической обсерватории», а в декабре — настоящий, 72-й том. Вышли из печати 66-й, 67-й и 68-й тома «Известий».