

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LVII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1977

Редакционная коллегия:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),
член-корр. АН СССР А. А. БОЯРЧУК
(заместитель ответственного редактора),
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),
канд. физ.-мат. наук П. П. ДОБРОНРАВИН,
доктор физ.-мат. наук С. И. ГОПАСЮК,
канд. физ.-мат. наук И. Г. МОИСЕЕВ,
член-корр. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,
доктор физ.-мат. наук В. Б. НИКОНОВ,
доктор физ.-мат. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,
доктор физ.-мат. наук Н. В. СТЕШЕНКО

АНАЛИЗ АТМОСФЕР
ПОЛУПРАВИЛЬНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

М. Е. Боярчук, М. А. Киппер *, Л. Ф. Хяни *

Выполнен анализ атмосфер пяти полуправильных переменных звезд спектрального класса М на основании спектрограмм с дисперсией $12 \text{ \AA}/\text{мм}$ (табл. 1). Определены температуры возбуждения, электронные давления и турбулентные скорости (табл. 4). Найдено, что химический состав исследуемых звезд не отличается от солнечного (табл. 5). Эквивалентные ширины H_{α} в спектрах V450 Aql и EU Del уменьшаются в минимуме блеска.

ANALYSIS OF THE ATMOSPHERES OF SEMIREGULAR VARIABLE STARS, by M. E. Boyarchuk, M. A. Kipper, L. F. Hanni.— The analysis of the atmospheres of five semiregular variable stars of spectral type M was made by using the spectrograms with dispersion $12 \text{ \AA}/\text{mm}$ (table 1). The excitation temperatures, the electron densities and the turbulent velocities were determined (table 4). It was found that the chemical composition of the investigated stars does not differ from that of the Sun. The equivalent widths of H_{α} in the spectra of V450 Aql and EU Del are decreased in the minimum light.

Количественный анализ спектров выполнен лишь для немногих звезд поздних классов. Причиной этого является молекулярное поглощение, которое создает большие трудности в определении положения непрерывного спектра. Анализа атмосфер полуправильных переменных типа SRb вообще не было проведено ни для одной звезды. Поэтому мы поставили задачу определить параметры атмосфер и содержания элементов для пяти гигантов спектрального класса М, принадлежащих к переменным типа SRb.

Спектры исследуемых звезд были получены в 1968—1970 гг. на кудэ-спектрографе 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Величина обратной дисперсии спектров была 12 и $8 \text{ \AA}/\text{мм}$. Некоторые сведения о звездах и их спектрограммах приведены в табл. 1. Спектральные классы, типы переменности и звездные величины взяты из каталогов [1—3].

Фотометрирование спектрограмм проведено на микрофотометре Тартуской обсерватории в интенсивностях с увеличением в 50 раз.

При обзоре спектров видно, что в то время как интенсивность полос окиси титана сильно увеличивается от класса М3 до М6, интенсивности атомарных линий в областях спектра с малым молекулярным поглощением изменяются незначительно. По-видимому, можно предполагать, что интенсивность молекулярных полос более чувствительна к температуре в рассматриваемом интервале спектральных классов, чем интенсивность атомарных линий.

В спектрах М-звезд преобладают полосы окиси титана, преимущественно α -, γ - и γ' -систем. Они и создают сильные депрессии, что затруд-

* Сотрудники Тартуской астрофизической обсерватории.

Таблица 1

Звезда HD	Sp	m_v [3]	Тип пере- менности [3]	$\lambda\lambda$, Å	Эмульсия	Экспози- ция	Дата
47 TV Psc 2411	M3 III [1]	4,8—5,2	SR	4000—5000	103aO	30 ^m	1. XI 1968
				6000—6600	Zp-2	40 ^m	1. XI
				6400—6800	A-700	1 ^h 15 ^m	17. VIII
				6300—6800	A-700	1 ^h 10 ^m	16. IX 1970
7η Gem 42995	M3 III [1]	3,3—3,9	SRb	3700—4200	103aO	1 ^h 00 ^m	3. XI 1968
				4000—5000	103aO	20 ^m	3. XI
				5600—6650	Zp-2	56 ^m	4. XI
25ρ Per 19058	M4 III [3]	3,3—4,0	SRb	3900—4200	103aO	55 ^m	4. XI
				3950—5000	103aO	15 ^m	4. XI
				6040—6650	Zp-2	50 ^m	4. XI
				4000—4750	103aO	30 ^m	5. XI
V450 Aql	M5,5 III [2]	7,0—8,9	SR	6470—6715	A-700	23 ^m	17. VIII
				6350—6800	A-700	40 ^m	17. VIII
				4000—4950	103aO	3 ^h 00 ^m	18. VIII
				6350—6850	A-700	15 ^m	6. VII 1969
				6350—6850	A-700	30 ^m	6. VII
EU Del	M6 III [2]	6,0—6,9	SRb	6300—6800	A-700	30 ^m	28. VII 1968
				6000—6400	A-700	2 ^h 00 ^m	28. VII
				4000—4800	103aO	1 ^h 30 ^m	15. VIII
				5800—6150	A-700	47 ^m	15. VIII
				6300—6900	A-700	31 ^m	15. VIII
				6300—6600	A-700	20 ^m	17. VIII
				6400—6900	A-700	15 ^m	7. VII 1969
				6400—6900	A-700	16 ^m	7. VII

няет проведение непрерывного спектра и превращает его для поздних звезд в большую проблему. Этот вопрос рассматривался еще Г. А. Шайном [4] и П. П. Добронравиним [5].

При определении положения непрерывного спектра мы выбирали участки, где молекулярное поглощение было наименьшим. Прежде всего это область $\lambda\lambda 3900—4600$ Å, где полосы окиси титана практически отсутствуют. Здесь пики интенсивностей встречаются примерно через 25 Å и являются почти всегда общими для всех исследуемых звезд. Затем в красной части спектра начинаются молекулярные полосы и пики интенсивностей на регистрограмме прослеживаются малыми участками. И, наконец, в области $\lambda\lambda 6400—6800$ Å видны только отдельные пики у границ полос, интенсивность которых приближается к интенсивности непрерывного спектра. Непрерывный спектр проводился как плавная кривая по всем этим пикам.

После проведения непрерывного спектра отчетливо выявились участки, где атомарные линии не слишком искажены молекулярным поглощением. На этих участках было проведено отождествление атомарных линий, для чего в основном использовался список Девис [6] для β Рег. Были выбраны наиболее уверенные линии, т. е. имеющие на регистрограмме оба крыла, не искаженные блендами соседних линий. Для них определялись эквивалентные ширины W_λ обычным методом, путем аппроксимации контуров линий треугольником. Затем строились зависимости W_λ от центральной глубины линии R_c и по ним определялись эквивалентные ширины тех линий, для которых центральные глубины не искажены блендированием. Большинство эквивалентных ширин линий

получено этим методом. На рис. 1 представлено сравнение эквивалентных ширин линий в области $\lambda\lambda 5700-6600 \text{ \AA}$ для ρ Per, полученных Ямашитой [7] и нами. Мы видим вполне удовлетворительное согласие полученных величин. Измеренные эквивалентные ширины приведены в табл. 2.

Поскольку исследуемые звезды — переменные, мы старались найти какие-нибудь подтверждения этому. В нашем распоряжении были спектрограммы для одних и тех же звезд, полученные в разное время (см. табл. 1). Используя данные каталога [3] о периодах изменения блеска и начальных эпохах исследуемых звезд, мы смогли приблизительно оценить фазы, при которых были сделаны наблюдения, а затем сравнить эквивалентные ширины линий нейтральных атомов металлов Fe I, Ca I, V I, Ti I, Mn I, Co I, Zr I, полученные в разные фазы. Никакой разницы в эквивалентных ширинах линий этих элементов не было замечено, поэтому в табл. 2 мы привели для эквивалентных ширин средние значения по всем спектрограммам. Однако было замечено, что для разных фаз блеска линия H_{α} изменялась, в то время как линия Ca I $\lambda 6572,8 \text{ \AA}$ оставалась почти неизменной.

Значения эквивалентных ширин линий H_{α} и Ca I $\lambda 6572,8 \text{ \AA}$ в моменты минимального (min) и максимального (max) блеска приведены в табл. 3. Наибольшее изменение замечено у двух звезд: V450 Aq1 и EU Del. В минимуме блеска $W_{\lambda}(H_{\alpha})$ была 0,90 и 0,85 \AA , а в максимуме 1,39 и 1,35 \AA соответственно. Представляло интерес сравнить интенсивности молекулярных полос, полученные в разное время в спектрах этих звезд. Были измерены разности интенсивностей по обе стороны кантов полос (скачки полос) окиси титана в интервале $\lambda\lambda 6600-6900 \text{ \AA}$. Эти измерения показали, что для звезды EU Del для фазы максимального блеска скачки γ -полос TiO соответствуют примерно спектральному классу M6, а для минимального блеска — спектральному классу M7. Скачки полос при этом увеличиваются, и поэтому мы можем объяснить уменьшение эквивалентной ширины H_{α} , линия замыкается. Однако для звезды V450 Aq1 мы видим и в максимуме и в минимуме блеска интенсивности полос окиси титана одинаковыми и соответствующими спектральному классу M6, но H_{α} в фазе минимального блеска имеет меньшую эквивалентную ширину. Можно предположить, что для V450 Aq1 в минимуме блеска в H_{α} возникла эмиссия. Однако это заключение только предварительное, так как мы не располагали оценками блеска, синхронными с нашими спектральными наблюдениями. Следует заметить, что для долгопериодических переменных спектральных классов M эмиссия в H_{α} усиливается во время минимума блеска.

Полученные эквивалентные ширины линий были использованы для построения кривых роста. Кривые роста были построены для Ca I, Ti I, V I, Mn I, Fe I, Zr I, Cr I, Ti II. Мы постарались для всех линий найти наиболее современные значения сил осцилляторов. Для линий нейтрального железа силы осцилляторов были использованы из работы Бриджес и Корнблих [8] и редуцированные в эту же систему значения Корлисса и Уорнера [9]. Для линий редкоземельных элементов были взяты силы осцилляторов по Корлиссу и Бозман [10], для остальных элементов источники величин $\lg gf$ были выбраны такие же, как у Хяньи и Киппер [11]. Для учета непрерывного поглощения были приняты данные Бодэ [12]. Предварительные температуры возбуждения были взяты согласно Мерчант [13]; для звезд M3, M4 $\Theta_v = 1,70$, звезд M5, M6 $\Theta_v = 1,80$.

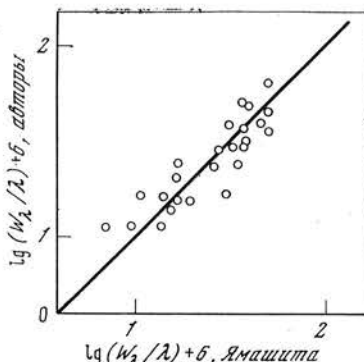


Рис. 1. Сравнение эквивалентных ширин для линий нейтральных атомов металлов, полученных по спектрам звезды ρ Per

Полученные эквивалентные ширины линий были использованы для построения кривых роста. Кривые роста были построены для Ca I, Ti I, V I, Mn I, Fe I, Zr I, Cr I, Ti II. Мы постарались для всех линий найти наиболее современные значения сил осцилляторов. Для линий нейтрального железа силы осцилляторов были использованы из работы Бриджес и Корнблих [8] и редуцированные в эту же систему значения Корлисса и Уорнера [9]. Для линий редкоземельных элементов были взяты силы осцилляторов по Корлиссу и Бозман [10], для остальных элементов источники величин $\lg gf$ были выбраны такие же, как у Хяньи и Киппер [11]. Для учета непрерывного поглощения были приняты данные Бодэ [12]. Предварительные температуры возбуждения были взяты согласно Мерчант [13]; для звезд M3, M4 $\Theta_v = 1,70$, звезд M5, M6 $\Theta_v = 1,80$.

Таблица 2

$\lambda, \text{\AA}$	n	ϵ	lg gf λ	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	η Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
Mg I								
3829,36	3	2,70	3,38			2,18		
3832,30	3	2,70	3,25			2,19		
3838,29	3	2,70	3,31			2,14		
Si I								
4102,93	2	1,90				1,79		
3905,54	3	1,90	2,42			1,90		
Ca I								
4094,93	25	2,51	2,92			1,77	1,75	1,77
4108,55	39	2,70	3,81		1,94	1,79	1,87	1,80
4283,01	5	1,88	3,41	2,03	2,04			
4302,53	5	1,89	3,91		2,06	2,09	2,12	2,04
4318,65	5	1,89	3,41	1,95	2,00	1,99	2,06	2,09
4355,10	37	2,70	3,21			1,79		
4425,44	4	1,87	3,26	2,03	1,98	1,82		
4435,69	4	1,88	3,17			1,94		
4454,78	4	1,89	3,90		2,04	2,03	2,01	2,03
4455,89	4	1,89	3,14	1,85	1,73	1,85	1,91	1,93
4456,61	4	1,89	1,99	1,72		1,68	1,75	1,78
4578,56	23	2,51	3,10	1,62	1,77	1,70	1,56	1,72
4581,40	23	2,51	3,32	1,79	1,90	1,81	1,74	2,02
5588,76	21	2,53	3,96		1,74			
5590,14	21	2,52	3,04		1,56			
5594,48	21	2,52	3,70		1,76			
6102,72	3	1,87	2,89	1,75	1,80	1,68		
6122,21	3	1,88	3,61	1,86	1,88	1,86		
6439,07	18	2,51	4,28	1,74	1,85	1,67		
6462,57	18	2,51	4,03	1,80	1,76	1,73		
6471,66	18	2,51	3,22	1,57	1,69	1,48		
Sc I								
4020,40	7	0,00	3,99			2,01		
4023,69	7	0,02	4,01			2,07		
4047,79	7	0,02	3,13			1,96		
4573,99		2,67	4,36			0,96		
Sc II								
4246,83	7	0,31	3,68			1,99		
4354,61	14	0,60	3,48			1,66		
4374,46	14	0,62	3,09			1,72		
Ti I								
3853,72	176	1,97	3,55		1,75			
3866,45	176	2,01	3,85		1,66			
3868,40	175	1,97	3,66		1,76			
3904,78	56	0,90	3,63					
4003,79	188	2,13	3,55	1,85	1,58			
4008,93	12	0,02	2,72	2,36	2,05			
4009,65	11	0,02	1,80	2,11	1,91			
4015,38	185	2,08	3,44	1,84	1,48			
4060,26	80	1,05	3,17	1,84	1,76	1,86	1,89	
4065,09	80	1,05	2,91	1,92	1,84	1,91	1,95	
4078,47	80	1,06	3,59			2,01		
4112,71	9	0,05	2,07	2,01	2,04	2,11	2,19	2,04
4159,63	206	2,15	3,45	1,86	1,79			
4164,13	163	1,87	2,83		1,69			
4169,33	163	1,88	3,21			1,71		
4183,29	220	2,23	3,14					
4186,12	129	1,50	3,57	1,81	1,79	1,88	1,93	1,86
4188,69	220	2,23	3,35		1,75	1,64	1,62	1,65
4249,11	252	2,29	3,55			1,28	1,12	
4263,13	162	1,88	3,96	1,82	1,77	1,77	1,85	1,82

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{ \AA}$	n	ϵ	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	n Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
4266,23	252	2,29	3,80					
4272,44	44	0,82	2,31			1,92	1,78	1,78
4276,44	148	1,73	3,28	1,82	1,85	1,73	2,08	1,99
4281,37	44	0,81	2,40			1,87	1,87	1,88
4284,99	148	1,73	3,53		1,74	1,87	1,85	1,90
4286,01	44	0,82	3,37		1,74	1,63		
4287,40	44	0,83	3,31		2,06	2,09	2,09	2,04
4295,75	44	0,81	3,27		2,00	2,02	2,05	2,07
4300,57	44	0,82	3,83	2,02	1,97			
4301,09	44	0,83	3,99	2,02	2,04	2,09	2,00	2,09
4305,91	44	0,84	3,98	2,19	2,04	2,09	2,08	2,00
4311,65	205	2,14	3,11	1,58	2,17	1,57		2,22
4321,66	235	2,23	3,71	1,73	1,60	1,73	1,70	1,62
4326,36	43	0,82	2,66		1,82	1,73	1,81	
4334,84	43	0,81	1,85			1,95		
4346,10	234	2,23	3,42	1,68	1,66	1,79	1,74	1,65
4417,27	161	1,88	3,62			1,59		
4431,28	218	2,22	3,23	1,57	1,43	1,70		
4434,00	113, 161	1,42	3,10	1,90	1,83			
4440,34	159	1,87	3,43	1,68	1,24	1,66		
4449,14	160	1,88	4,10	1,72	1,67	1,73		
4450,90	160	1,87	4,04			1,70		
4453,31	113	1,42	3,72	1,95	1,80	1,85		
4453,71	160	1,87	3,68			1,71		
4455,32	113	1,44	3,74			1,87		
4457,43	113	1,45	3,92	1,98	1,86			
4463,39	160	1,87	3,09	1,76	1,57			
4465,81	146	1,73	3,59			1,80		
4474,85	113, 184	1,44	2,85	1,82	1,70			
4479,72	146	1,73	3,09			1,66		
4481,26	146	1,74	3,77	1,83	1,75	1,80		
4482,69	113	1,45	3,84			1,75		
4492,54	184	2,09	2,80	1,52	1,43			
4497,71	184	2,11	2,81	1,52	1,46			
4503,76	184	2,13	3,07	1,43	0,93	1,46		
4512,73	42	0,83	3,26	1,95	1,75	1,97		
4518,02	42	0,82	3,36	1,98	1,83	2,03		
4522,80	42	0,81	3,30	2,10	2,02	2,11		
4527,30	42	0,81	3,23	2,05				
4533,24	42	0,84	4,14	2,01	1,94	2,08		
4534,78	42	0,83	3,91	2,03	1,92	2,10		
4544,69	42	0,81	3,18	1,90	1,81			
4548,76	42	0,82	3,37	1,97	1,83	1,93		
4552,45	42	0,83	3,48	2,03	1,99	1,99		
4555,49	42	0,84	3,30	1,94	1,92	1,93		
4559,92	112	1,45	2,65	1,57	1,72	1,70		
4562,64	7	0,02	1,35	1,81	1,70	1,91		
4617,27	145	1,74	4,04	1,57	1,70	1,81		
4629,34	145	1,73	3,44	1,83	1,78			
4650,02	145	1,73	3,18	1,76	1,77			
5689,46	249	2,29	3,54		1,32			
5713,90	249	2,28	3,17		1,21			
5716,45	249	2,29	3,29		1,10			
6064,63	69	1,04	2,54		1,54	1,51		
6085,23	69	1,05	2,58	1,62	1,51	1,54		
6091,18	238	2,26	3,59	1,36	1,26	1,26		
6126,22	69	1,06	2,60	1,53	1,56	1,52		
6146,22	153	1,87	2,71	1,33	1,31	1,20		
6366,35	103	1,45	2,43	1,17	1,50	1,45		
Ti II								
4012,37	11	0,57	1,97	1,98	1,98			
4028,33	87	1,88	2,42		1,11			

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	ϵ	$\lg gf/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	η Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
4056,21	11	0,60	0,64	1,60	1,59	1,57	1,75	
4312,86	41	1,18	2,28	1,81	1,82	1,75	1,84	1,85
4337,92	20	1,08	2,57			1,83		
4395,85	61	1,24	1,70			1,67		
4399,77	51	1,23	2,19	1,74	1,67	1,70	1,78	1,73
4417,72	40	1,16	2,28	1,80	1,77	1,65		1,58
4418,34	51	1,23	1,15	1,49			1,42	1,42
4432,09	51	1,23	1,51	1,28	1,05	1,44		
4450,49	19	1,08	2,06	1,80		1,67		
4468,49	31	1,13	2,91	1,98	1,90	1,87		
4493,53	18	1,08	0,99	1,05	1,06			1,39
4501,27	31	1,11	2,79	1,90	1,76	1,76		
4533,97	50	1,23	2,83	1,70	1,66	1,77		
4549,62	82	1,58	3,21			1,84		
4563,76	50	1,22	2,76	1,72	1,79	1,72		
V I								
3803,47	28	0,29	3,09		1,75			
3808,52	9	0,00	2,76		1,97			
3809,60	28	0,27	2,67		1,95			
3818,24	9	0,00	3,16		2,13			
3828,56	9	0,02	3,28		2,04			
3844,44	7	0,00	2,61		1,80			
3847,32	7	0,02	2,55		1,82			
3864,86	7	0,02	3,17		1,94			
3867,60	7	0,04	2,42		1,94			
3902,25	7	0,07	3,33		1,82			
3910,79	42	1,04	2,92		1,62			
3912,89	42	1,06	2,63		1,81			
4051,35	121	2,13	4,43	1,76	1,61	1,72		
4090,58	41	1,08	3,95				1,98	
4091,94	52	1,18	2,69			1,65		
4093,50	52	1,18	2,90			1,75	1,64	1,80
4095,49	41	1,06	3,77			1,91	1,89	1,57
4099,80	27	0,27	3,62	1,95	2,04	2,04	2,10	2,15
4105,17	27	0,27	3,52	2,10				
4111,78	27	0,30	4,06		2,14			
4115,18	27	0,29	3,80	2,02	2,06	2,11	2,21	
4136,39	26	0,29	1,53			1,81		
4153,32	26	0,26	1,28			1,63		
4159,69	25	0,29	2,16	1,86	1,79	1,85	1,88	1,91
4176,79	6	0,00	0,63			1,74	1,56	1,89
4179,42	25	0,30	2,44	1,96	1,78	1,88	2,03	1,89
4182,59	24	0,27	2,19	1,94	1,69	1,78	2,00	1,88
4189,84	24	0,29	1,29			1,71		1,91
4209,86	24	0,30	2,44		1,79			
4259,31	6	0,02	1,74	1,82	1,80	1,87	1,96	1,97
4284,06	88	1,84	4,21	1,75	1,74	1,77	1,82	1,82
4330,02	5	0,00	2,60			1,95	2,04	2,03
4332,82	5	0,02	2,60	1,89	1,91	1,98	2,01	2,03
4355,94	5	0,02	1,91	1,79	1,67	1,88		
4363,52	23	0,27	1,74	1,79	1,81	1,74		
4379,24	22	0,30	4,31	2,07	1,99	2,22	2,14	2,08
4384,72	5, 22	0,29	3,87	2,21	2,18			
4389,97	22	0,27	3,89	2,10	1,99	2,12	2,06	2,06
4392,07	23	0,27	1,90					
4395,23	22	0,27	3,55	2,18	2,14			
4406,64	22	0,30	3,50		1,92	2,01	1,99	2,06
4407,64	22	0,29	3,46	2,10	2,01			
4408,20	22	0,27	3,55		2,14			
4408,51	22	0,27	3,55		2,14			
4416,47	22	0,27	2,83			1,93	1,87	1,96
4419,94	21	0,27	2,14			1,76	1,73	

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

$\lambda, \text{ \AA}$	n	ϵ	$\lg g/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	n Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
4421,57	22	0,27	2,86			1,95		
4428,52	21	0,27	2,55			1,78		
4429,80	22	0,30	2,49			1,92		
4437,84	21	0,29	2,94	2,06	1,86	1,97		
4441,68	21	0,27	3,03	1,95	1,86	1,94		
4452,01	87	1,86	4,40			1,73		
4457,48	21	0,27	1,87	2,00	1,86			
4459,76	21	0,29	3,16			1,87		
4460,29	21	0,30	3,49	2,00	1,88	1,97	2,06	1,98
4474,04	110	1,95	3,78	1,57				
4501,97	62	1,37	3,08	1,72	1,71	1,73		
4514,19	110	1,94	3,51	1,60				
4524,22	99	1,88	3,74			1,54		
4545,39	109	1,95	4,11			1,57		
4577,17	4	0,00	2,40		1,72	1,91	1,90	1,87
4606,15	4	0,02	1,71	1,77	1,79			
4619,77	4	0,04	2,08	1,89	1,96			
4827,46	3	0,04	1,79	1,77	1,88			
4831,64	3	0,02	1,81	1,79	1,83			
4851,48	3	0,00	1,71	1,91	1,79			
4864,74	3	0,02	2,31	1,86	1,72			
4875,46	3	0,04	2,44	1,91	1,89			
4881,55	3	0,07	2,56	2,00	1,96			
4904,28	50	1,19	2,77	1,61	1,59			
5584,49	37	1,06	2,60		1,46			
5592,96	1	1,04	2,52		1,45			
5698,51	35	1,06	3,84		1,77			
5703,56	35	1,05	3,61		1,62			
5706,97	35	1,04	3,42		1,59			
5727,66	35	1,05	3,70		1,75			
5731,26	36	1,06	3,06		1,68			
5737,04	35	1,06	3,04		1,56			
5743,44	35	1,08	2,80		1,54			
5776,67	36	1,08	2,27		1,51			
6039,69	34	1,06	3,14		1,50			
6058,11	34	1,04	2,41		1,45	1,44		
6081,42	34	1,05	3,15	1,77	1,59	1,62		
6090,18	34	1,08	3,64	1,66	1,61	1,55		
6106,97	60	1,37	2,23	1,15	1,20	1,16		
6111,62	34	1,04	2,99	1,64	1,56	1,48		
6119,50	34	1,06	3,35	1,67	1,57	1,51		
6135,36	34	1,05	2,97	1,61	1,60	1,54		
6339,09	84	1,85	3,18	1,28	1,25	1,08		
Cr I								
3804,80	139	3,00	3,98		1,69			
3908,76	23	1,00	2,44		1,86			
4039,10	251	3,83	3,87		1,25			
4163,62	35	2,53	2,88	1,75	1,58			
4274,80	1	0,00	2,41	2,27	2,24			
4319,64	96	2,88	2,67	1,48				
4337,57	22	0,96	2,52	1,93	2,05	1,95		
4344,51	22	1,00	3,01	1,96	2,05	2,08		
4359,63	22	0,98	2,37	1,93	1,91	1,93		
4371,28	22	1,00	2,36	2,00	1,99	1,95	1,98	2,04
4373,25	22	0,98	1,40				1,87	1,94
4377,55	83	2,90	2,39		1,40			
4381,11	64	2,70	2,46	1,70				
4384,75	22	1,00	1,51	1,94	1,92	1,88	1,90	1,87
4397,25	129	3,00	2,45	1,30	0,96	1,32		
4496,86	10	0,94	2,45			1,97	2,04	2,00
4545,96	10	0,94	2,29	1,64		1,88	1,93	1,91
4569,53	173	3,11	2,62	1,16				1,18

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	ϵ	$\lg gf/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$					
				TV Psc	η Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql	
4613,37	21	0,96	2,00	1,79					
4616,14	21	0,98	2,45	1,74		1,88			
Mn I									
4018,10	5	2,11	3,43	2,02	1,94	2,00	1,92		
4030,76	2	0,00	3,17	2,17	2,21		2,17		
4033,07	2	0,00	3,02		2,19		2,32		
4034,49	2	0,00	2,94	2,29	2,11		2,13		
4041,36	5	2,11	4,01	1,97	1,89	2,07	1,99		
4055,54	5	2,13	3,68	1,82	1,77	1,96	1,86		
4061,74	29	3,06	3,04	1,64	1,57		1,63		
4070,28	5	2,18	2,45	1,72		1,69			
4082,94	5	2,17	3,32			1,90			
4257,66	23	2,94	2,92	1,57	1,53		1,63		
4451,59	22	2,88	2,87				1,79		
4498,90	22	2,93	2,94	1,47	1,43	1,57	1,62	1,39	
Fe I									
3817,76	665	3,29	2,82		1,87				
3811,89	287	2,75	2,40		1,86				
3814,53	22	1,01	1,36		2,24				
3827,82	45	1,55	3,70		2,32				
3849,97	20	1,01	2,79		2,34				
3850,82	22	0,99	2,04		2,24				
3865,53	20	1,01	2,71		2,23				
3869,59	284	2,72	2,46		1,96				
3886,28	4	0,05	2,52		2,36				
3888,52	45	1,60	3,10		2,28				
3891,93	733	3,40	3,08		1,81				
3893,39	430	2,94	3,18		1,96				
3899,71	4	0,09	2,09		2,33				
3902,95	45	1,55	3,20		2,26				
3903,90	429	2,98	2,92		1,63				
4036,37	279	2,75	0,94			1,19			
4045,82	43	1,48	3,86	2,44					
4049,34	218	2,58	1,29		1,55				
4054,18	557	3,25	1,82			1,52			
4056,53	320	2,85	1,07			1,57			
4062,45	359	2,83	2,87	1,85	1,84		1,67		
4067,28	217	2,55	2,28			1,86	1,81		
4071,74	43	1,60	3,64	2,35	2,26	2,15	2,07		
4073,76	558	3,25	2,77	1,75	1,65				
4082,12	698	3,40	2,23			1,37			
4084,50	698	3,32	3,06		1,83	1,66			
4085,01	358	2,83	2,48			1,68			
4085,31	559	3,23	2,90			1,73			
4087,10	694	3,32	2,30			1,61	1,70		
4088,57	906	3,62	2,33			1,33			
4089,22	422	2,94	1,77		1,74	1,55	1,45	1,68	
4091,56	357	2,82	1,63			1,49			
4107,49	354	2,82	2,92			1,89	1,83	1,84	
4114,45	357	2,82	2,47		1,79	1,79	1,58	1,73	
4120,21	423	2,98	2,51			1,72	1,67	1,76	
4121,81	356	2,82	2,40			1,82			
4132,90	357	2,83	2,79		1,82	1,90			
4134,34	3	0,00	-0,83			2,24	2,16	2,16	
4138,84	117	2,27	0,09			1,46			
4139,93	18	0,99	0,57	2,02	2,03	1,98	2,03	2,00	
4143,87	43	1,55	3,21	2,23	2,38		2,13	2,27	
4146,07	422	2,98	1,86			1,57			
4147,67	42	1,48	1,68	1,93	2,03		1,95	2,00	
4149,37	694	3,32	2,80			1,68			

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	ϵ	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	η Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
4149,76	3	0,05	-1,41	1,96				
4152,17	18	0,95	0,52	2,08				
4153,91	695	3,38	3,39		1,88	1,78	1,74	
4154,50	355	2,82	3,04			1,68		
4154,81	694	3,35	3,29		1,85	1,68		
4157,79	695	3,40	3,15		1,70	1,76	1,71	1,72
4158,80	695	3,42	2,82	1,66	1,49	1,60	1,26	1,52
4170,91	482	3,00	2,63	1,85	1,79	1,78	1,82	1,81
4172,75	19	0,95	0,94		2,13	2,10	2,10	2,18
4173,93	19	0,99	0,67	2,06	2,01	2,07	2,01	2,12
4174,92	19	0,91	1,03	2,08	2,01	2,10	2,04	2,22
4175,64	354	2,83	2,99			1,72	1,80	1,88
4176,57	695	3,35	3,03	1,88	1,69	1,73		
4181,76	354	2,82	3,37	1,91	1,93	1,87	1,93	1,91
4184,90	355	2,82	2,86			1,65		
4187,04	152	2,44	3,13	1,98	1,98	1,93	2,01	1,96
4187,80	152	2,41	3,13		2,01	1,92	1,91	2,00
4196,22	693	3,38	2,85			1,63		
4199,97	3	0,09	-1,49		2,00	1,95	1,80	
4202,02	42	1,48	3,05		2,07	2,10	2,09	2,30
4203,54	19	1,01	0,15			1,87	1,79	1,89
4206,70	3	0,05	-0,26	2,15		2,23	2,03	2,24
4210,35	152	2,47	2,73			1,82		
4245,26	352	2,85	2,54	1,82	1,82	1,73	1,81	1,92
4248,39	19	3,07	2,32			1,84		
4250,12	152	2,47	3,29	1,95	1,99	1,99	1,92	1,97
4250,82	42	1,56	2,98	2,14	2,15	2,21	2,14	2,17
4258,32	3	0,09	-0,70		2,11	2,19	2,27	
4260,47	152	2,40	3,59		2,11	2,07	2,03	2,09
4264,21	692	3,35	2,27		1,72	1,63		1,67
4266,97	273	2,72	2,12			1,77	1,88	1,88
4286,44	414	2,94	1,22			1,61		
4284,13	41	1,48	2,62		2,12	2,11	2,11	2,02
4307,91	42	1,55	3,60	2,22	2,19			
4319,45	214	2,60	0,47	1,47	1,57	1,40		
4325,76	42	1,60	3,61			2,19	2,18	2,21
4327,92	597	3,29	2,06		1,64	1,62	1,70	1,59
4337,05	41	1,55	2,06	2,00	2,05	1,99	2,04	2,03
4347,24	2	0,00	-1,56		1,83	2,02	2,08	2,08
4348,94	414	2,99	1,54		1,44	1,59	1,55	1,42
4369,77	518	3,03	2,95	1,80	1,84	1,81		
4375,93	2	0,00	0,64		2,10	2,17	2,16	2,22
4377,80	645	3,26	1,34		1,42	1,36		
4383,55	41	1,48	3,83	2,29				
4388,41	830	3,59	3,09			1,54		
4389,24	2	0,05	-1,03	2,00	1,89	2,02		
4390,95	414	3,00	2,42				1,57	1,65
4404,75	41	1,55		2,29	2,28			
4415,12	41	1,60	3,09	2,21	2,18	2,08	1,99	2,06
4427,31	2	0,05	1,69			2,22		
4433,22	830	3,64	2,90			1,52		
4442,34	68	2,19	2,52		1,91	1,94		
4443,20	350	2,85	2,73			1,70		
4445,48	2	0,09	-1,37	1,79		1,93		
4447,13	69	2,19	1,25	1,65		1,57		
4447,72	68	2,21	2,43	1,83	1,80	1,86		
4459,12	68	2,17	2,45	1,97	1,98	1,87		
4466,57	2	2,82	3,10			2,06		
4476,02	350	2,83	3,11	1,78		1,70		
4484,23	828	3,59	2,99	1,42		1,53		
4485,68	830	3,67	2,63			1,54		
4489,74	2	0,12	-0,31	2,10	2,00	2,03		

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	ϵ	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	n Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
4494,57	68	2,19	2,61	1,99		1,87		
4525,14	826	3,59	3,34	1,54		1,63		
4528,62	68	2,17	2,93	1,94	2,03	1,94		
4531,15	39	1,48	1,61	1,94	1,97	1,94		
4547,02	39	1,55	0,39			1,79		
4547,85	755	3,53	2,92	1,46		1,61		
4556,94	638	3,24	1,29			1,38		
4566,52	641	3,29	1,64			1,33		
4566,99	723	3,40	1,20			1,15		
4574,24	554	3,20	1,32			1,33		
4582,94	348	2,83	0,30			1,04		
4602,01	39	1,60	1,74			1,93		
4618,76	409	2,94	1,71	1,28		1,60		
4625,05	554	3,23	2,48	1,44		1,68		
5572,85	686	3,38	3,37		1,75			
5576,10	686	3,42	2,78		1,57			
5586,76	686	3,35	3,45		1,73			
5701,55	209	2,55	1,92		1,56			
6065,49	207	2,60	2,31		1,69	1,49		
6082,72	64	2,21	0,52	1,55	1,49			
6137,70	207	2,58	2,41	1,74	1,74	1,56		
6335,33	62	2,19	1,63	1,57	1,73	1,46		
6336,83	816	3,67	2,96	1,41	1,46	1,06		
6344,15	169	2,42	1,12	1,50	1,54	1,09		
6400,34	13	0,91	-0,25	1,80	1,82	1,67		
6408,03	816	3,67	2,75	1,41	1,37			
6411,66	816	3,64	3,13	1,40	1,36	1,19		
6419,98	1258	4,71	3,61		1,44			
6421,36	111	2,27	1,95	1,75	1,87	1,63		
6430,85	62	2,17	1,94	1,68	1,80	1,59		
Co I								
3808,40	17	0,43	1,42		2,00	1,97		
3845,47	34	0,92	3,98		2,00	1,96		
4019,29	16	0,58	1,00	1,78	1,80	1,68	1,82	
4020,90	16	0,43	2,01	1,88	1,68	1,81	1,97	
4027,03	3	0,17	1,14	2,00	1,80	1,80	1,94	
4054,62	2	0,17	-0,20	2,03				
4059,32	2	0,00	-0,28	1,70	1,55	1,63	1,80	
4066,36	30	0,92	2,49	1,83	1,85	1,84	1,88	
4086,30	58	1,87	3,33			1,75		
4088,29	2	0,10	0,02		1,69	1,59	1,78	
4108,49	2	0,17	-0,11	1,73		1,79	1,80	
4110,53	29	1,04	2,72	1,94	2,05	2,01		
4121,32	28	0,92	3,58		2,08	2,07	2,02	2,05
4189,50	2	0,17	-0,43	2,00	1,48			
4190,71	1	0,00	0,98	2,06	1,82	2,06	2,00	2,10
4252,30	1	0,10	0,85	1,89	1,95	1,96	1,99	1,97
4268,03	1	0,22	0,08	1,85			1,83	1,85
4303,24	1	0,22	0,40	1,87				
Ni I								
3783,53	30	0,42	2,44			2,15		
3807,14	33	0,42	2,43			2,18		
3831,69	31	0,42	1,69			2,10		
3858,30	32	0,42	2,67			2,21		
4470,48	86	3,38	3,71			1,52		
Y I								
4039,83	5	0,00	2,60			1,81		
Y II								
4124,91	14	0,41	2,00			1,45		
4398,02	5	0,13	2,39			1,70		

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	Σ	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	η Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
Zr I								
4028,95		0,52	2,66			1,35		
4050,50		0,54	2,59			1,66		
4072,71	46	0,68	3,72			1,79		
4135,68	50	0,63	2,54			1,60	1,57	
4192,10		1,58	2,86			1,07		
4201,45	45	0,62	3,10			1,69		
4329,56		0,07	1,33			1,47	1,69	
4413,04	61	1,39	3,30			1,00		
4507,11	31	0,54	2,91			1,71		
4553,01	31	0,52	2,44			1,57		
4575,52	5	0,00	2,30			1,74	1,66	1,66
5735,70	4	0,00	1,51		1,51			
6062,88	3	0,07	1,60		1,47	1,31		
6124,86	24	0,52	1,84		1,27	1,05		
6127,49	2	0,15	2,38	1,40	1,47	1,29		
6134,58	2	0,00	1,90	1,54	1,54			
6140,50	24	0,52	1,90	1,17	1,17	1,10		
6143,23	2	0,07	2,10	1,43	1,44	1,35		
Ba II								
4554,03	1	0,00	3,52			2,05		
6141,72	2	0,70	3,71	1,74	1,80	1,71		
6496,90	2	0,60	3,42	1,77	1,81	1,75		
La II								
4086,72	10	0,00	3,00		1,94	1,75		
4238,38	41	0,40	1,12			1,38		
Ce II								
4349,79	59	0,70	3,21			1,32		
4364,66	135	0,49	3,27	1,55	1,52	1,40		
4398,79	81	0,55	2,67			1,34		
4486,91	57	0,29	3,03			1,55		
4582,50	7	0,22	3,10			1,30		
Nd II								
4024,33	36	0,32	2,83			1,36		
4040,80	30	0,18	2,16	1,84	1,69	1,60		
4061,08	10	0,47	3,61	1,47	1,28	1,59		
4085,82	16	0,00	1,86			1,53		
4109,07	17	0,06	2,67	1,61	1,69	1,69		
4133,36	19	0,32	2,47	1,73	1,80	1,66		
4211,29	57	0,20	2,32	1,64	1,39	1,34		
4342,07	8	0,06	1,59	1,62	1,60	1,64		
4411,05	8	0,18	2,24	1,55				
4446,39	49	0,20	2,36	1,45	1,04	1,64		
Sm II								
4329,02	15	0,18	2,72	1,43	1,38	1,55		
4378,24	53	0,66	2,88			1,12		
4458,52	7	0,10	2,38	1,68	1,58			
4537,95	45	0,48	2,57	1,40	1,29			
4577,69	23	0,25	2,25			1,19		
Eu II								
4129,73	1	0,00	3,31			1,99	1,96	
4205,05	1	0,00	3,54			2,01	1,98	
Gd II								
4049,43	50	0,66	3,46			1,59		

Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{ \AA}$	n	ϵ	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} + 6$				
				TV Psc	η Gem	ρ Per	EU Del	V450 Aql
4163,09	44	0,66	2,74	1,50	1,66	1,57		
4184,25	15	0,49	3,50	1,82	1,83	1,68		
4316,05	43	0,66	2,97			1,32		
4342,18	15	0,60	3,15	1,62	1,60	1,62		
4419,03	15	0,49	2,62			1,02		
4498,28	31	0,43	2,22			1,17		

Надежные кривые роста для всех звезд удалось построить в области спектра с $\lambda < 4600 \text{ \AA}$. Для этих кривых получился сравнительно небольшой разброс точек. Линии, имеющие разные потенциалы возбуждения, не имели систематических сдвигов относительно средней кривой, и это давало возможность говорить о правильном выборе температуры возбуждения. Для области спектра с $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ выбрать линии для построения кривой роста было труднее. Как отмечалось выше, из-за сильного поглощения окисью титана непрерывный спектр очень искажен. Участки, где можно предполагать, что искажение поглощением окисью титана невелико, оказались малыми (по $50-100 \text{ \AA}$) и разнесены друг от друга на $100-200 \text{ \AA}$. В этих участках удалось отождествить ряд линий нейтральных металлов Ca I, Ti I, V I, Fe I, Zr I. По всем линиям были построены кривые роста. Окончательно было установлено, что линии одного и того же элемента, но выбранные из разных областей спектра хорошо ложатся на одну общую кривую роста.

Это можно видеть на рис. 2, а где представлена кривая роста для η Gem, построенная по линиям ванадия, выбранным из разных участков спектра в области $\lambda > 5500 \text{ \AA}$. Кривые роста, построенные таким же образом по другим элементам, хорошо совмещались в одну общую кривую. Общая кривая роста для линий V I, Ti I, Fe I и Ca I в области спектра с $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ имеет незначительный разброс точек. Эта кривая представлена на рис. 2, б. То, что линии из разных участков спектра дали одну хорошую общую зависимость, говорит о том, что нам удалось выбрать участки спектра, где поглощение окиси титана примерно одинаково.

Однако кривые роста для области $\lambda 5700-6400 \text{ \AA}$ удалось построить только для звезд M3 III—M4 III. Для звезд спектральных классов M5 и M6 в области спектра с $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ кривые роста построить не удалось, поскольку линии из разных участков не легли на общую зависимость.

Для определения физических параметров атмосферы необходимо эмпирические кривые совмещать с теоретическими. Для эквивалентных

Таблица 3

Звезда	$W_\lambda (\text{H}_\alpha), \text{ \AA}$		$W_\lambda (\text{Ca I}), \text{ \AA}$	
	min	max	min	max
TV Psc	0,84	0,80	0,42	0,45
η Gem	1,18		0,40	
ρ Per	1,27		0,44	
V450 Aql	0,90	1,39	0,44	0,45
EU Del	0,85	1,35	0,44	0,42

Таблица 4

Звезда	$e_B (\text{Fe I})$	$V_t, \text{ км/сек}$		$\lg P_e$	$\lg \alpha$	$\lg \frac{N(\text{Ti})}{N(\text{TiO})}$
		$\lambda < 4600$	$\lambda > 5500$			
TV Psc	1,72	5,4	3,8	-1,6	-3,2	0,58
η Gem	1,72	5,4	3,8	-1,6	-3,2	0,58
ρ Per	1,75	4,2	3,5	-2,3	-3,2	0,88
V450 Aql	1,80	5,4	—	-2,5	-3,4	0,68
EU Del	1,75	5,4	—	-2,5	-3,4	1,10

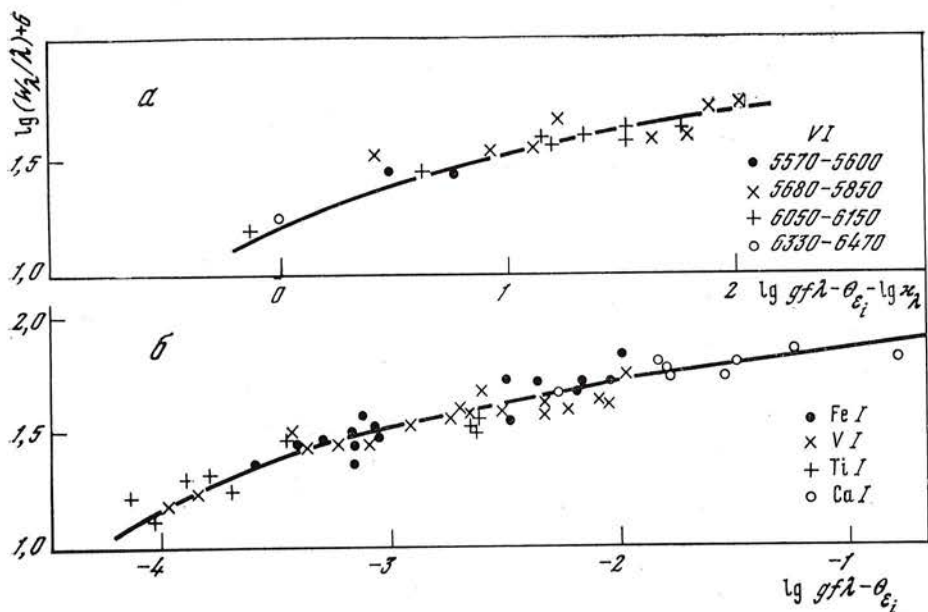


Рис. 2. Кривая роста для η Gem (M3 III), построенная по линиям ванадия, выбранным из разных участков спектра в области с $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ (а) и по линиям Ca I, Ti I, V I и Fe I (б)

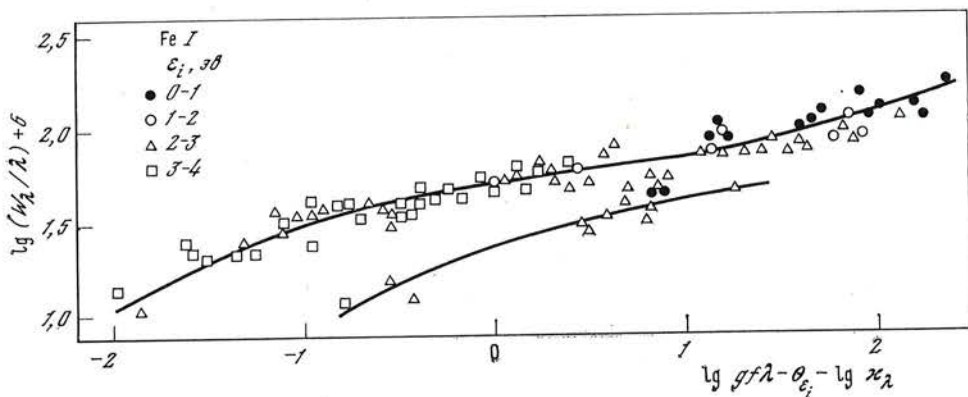


Рис. 3. Кривые роста для ρ Per (M4 III), построенные по линиям нейтрального железа для областей спектра с $\lambda < 4600 \text{ \AA}$ (верхняя кривая) и $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ (нижняя кривая)

ширин линий, искаженных ошибками проведения непрерывного спектра, теоретические кривые роста были вычислены Ямашитой и Унно [14], но в данном случае применение этих кривых затруднительно, так как нам не удалось измерить слабые линии, которые позволили бы определить величину искажения. Поэтому мы выбрали в качестве теоретической кривую роста, рассчитанную Врубелем [15] для параметров $B_0/B_1 = 1,6$ и $2,0$. Все эмпирические кривые роста хорошо согласуются с теоретической кривой роста Врубеля. Однако из сравнения эмпирических кривых роста для разных частей спектра ($\lambda < 4600$ и $\lambda > 5500 \text{ \AA}$) с теоретической кривой роста Врубеля было установлено, что мы имеем две кривые, отличающиеся друг от друга. В качестве примера на рис. 3 представлены кривые роста для звезды ρ Per (M4 III) по линиям нейтрального железа. Мы видим между ними существенное различие, и турбулентные скорости V_t и содержания элементов были получены для двух областей отдельно.

Уточнение температуры возбуждения определялось обычным методом. Большой вес мы придали значениям Θ_v , определенным по линиям железа,

как более многочисленным. Данные для температур возбуждения приведены во втором столбце табл. 4. Ошибки их: $\Delta\Theta_v = \pm 0,1$ для звезд классов M3, M4 и $\Delta\Theta_v = \pm 0,2$ для M5, M6. Основной причиной неточности температур возбуждений является малое число линий с высоким потенциалом возбуждения, а также систематические ошибки в значениях эквивалентных ширин и величинах $\lg gf$.

Форма эмпирических кривых роста устанавливалась довольно хорошо, и поэтому параметр V_t определялся надежно. Мы определили турбулентную скорость по кривым роста для линий Ti I, V I, Fe I. В пределах ошибок они хорошо совпадали, поэтому в столбцах 3 и 4 табл. 4 приведены средние значения V_t по трем элементам. Турбулентные скорости, найденные по кривым роста для разных участков спектра, получились различными. Для области спектра с $\lambda < 4600 \text{ \AA}$ турбулентная скорость в среднем приблизительно 5 км/сек, для области с $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ 3 км/сек. М. Е. Боярчук [16] были получены турбулентные скорости по спектрам в области $\lambda 6400-6800 \text{ \AA}$ для звезд V450 Aql и EU Del, $V_t \approx 1,6 \text{ км/сек}$. Это различие в турбулентных скоростях, по всей вероятности, обусловлено более сильным искажением линий в красной области спектра. Но возможно, что этот результат отражает и реальное уменьшение V_t с высотой в атмосфере, так как молекулярное поглощение, вероятно, увеличивает непрозрачность в красной области спектра с $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ больше, чем в области спектра с $\lambda < 4600 \text{ \AA}$, и мы получаем в синей области спектра информацию о более глубоких слоях атмосферы. Подобные изменения турбулентной скорости найдены Шинкова [17] по красным и инфракрасным спектрам мириды S Car. Постоянные затухания определялись неуверенно, так как в спектрах изучаемых звезд вследствие значительного блендирования не наблюдались крылья сильных линий.

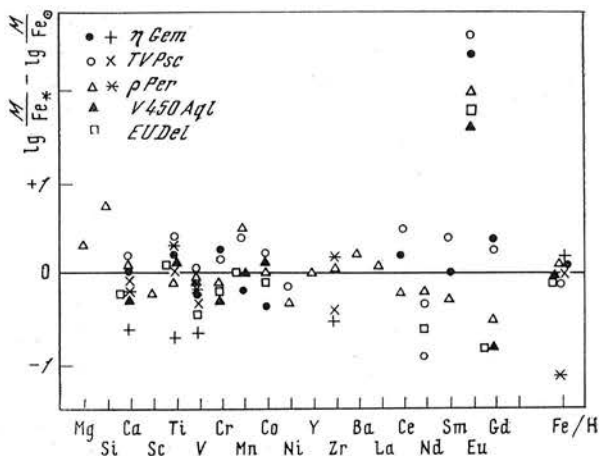
В синей области спектра удалось отождествить несколько линий ионизованного титана, и по ним была построена кривая роста. Это дало воз-

Таблица 5

Элемент	-lg N (M)/N(Fe)								Солнце
	η Gem		TV Psc		ρ Per		V450 Aql	EU Del	
	λ < 4600	λ > 5500	λ < 4600	λ > 5500	λ < 4600	λ > 5500	λ < 4600	λ < 4600	
Fe/H	7,5	7,6	7,3	7,4	7,5	6,3	7,4	7,5	7,4 [25]
Mg					0,2				-0,10 [18]
Si					0,5				-0,25 [19]
Ca	1,1	1,7	0,9	1,2	1,0	0,9	1,4	1,3	1,07 [18]
Sc					4,6				4,36 [20]
Ti	2,6	3,5	2,4	2,8	2,7	2,4	2,7	2,7	2,79 [21]
V	3,4	3,8	3,2	3,5	3,2	2,9	3,3	3,6	3,16 [22]
Cr	2,0		1,5		1,9		2,0	1,9	1,75 [23]
Mn	1,8		1,6		1,5		2,0	2,0	1,98 [24]
Co	2,8		2,2		2,2		2,4	2,5	2,43 [22]
Ni	1,3				1,5				1,15 [26]
Y					5,3				5,30 [27]
Zr		5,1		5,0	4,5	4,4			4,60 [29]
Ba					5,1				5,33 [28]
La					5,5				5,60 [29]
Ce	5,3		5,0		5,7				5,50 [29]
Nd	6,5		5,9		5,9			6,2	5,60 [29]
Sm	5,7		5,3		6,0				5,70 [29]
Eu	4,3		4,1		4,7	5,0	5,1	4,9	6,70 [29]
Gd	5,9		6,0		6,8		7,1	7,1	6,30 [29]

Рис. 4. Относительное содержание металлов в атмосферах звезд и Солнца

Кружки, треугольники и квадраты — содержание, полученное по кривой роста для области спектра $\lambda < 4600 \text{ \AA}$; крестики и звездочка — для области $\lambda > 5500 \text{ \AA}$



возможность оценить электронную плотность, полагая, как обычно, что $\Theta_{\text{и}} = 0,91\Theta_{\text{в}}$. Значения полученных электронных плотностей и постоянных затухания приведены в пятом и шестом столбцах табл. 4.

Использование теоретической кривой роста Врубеля дало возможность определить содержание элементов в единицах содержания водорода. Для областей спектра с $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ и $\lambda < 4600 \text{ \AA}$ мы получили различные содержания элементов. Данные о содержании элементов представлены в табл. 5. Мы видим, что отношения содержания железа к водороду (см. строку 1 табл. 5) для звезд M3 $\eta \text{ Gem}$ и TV Psc различаются для разных областей спектра немного (на 0,1 логарифма величины), но для звезды M4 $\rho \text{ Per}$ это различие составляет уже целую единицу в логарифме величины. Можно думать, что это объясняется дополнительным молекулярным поглощением, которое мы не смогли учесть и которое тем больше, чем более поздний спектральный класс мы рассматриваем. Поэтому мы получаем по спектрам длинноволновой области $\lambda > 5500 \text{ \AA}$ как бы меньшее содержание металлов по отношению к водороду. Относительное содержание металлов оказывается более реальным параметром атмосферы, так как все металлы искажены молекулярным поглощением примерно в равной степени. Содержание всех элементов в табл. 5 дано по отношению содержания железа. Для сравнения в последнем столбце приведены содержания элементов в атмосфере Солнца. При этом были внесены поправки за разность в величинах сил осцилляторов. В скобках указаны литературные источники. Для наглядности результаты табл. 5 представлены на рис. 4.

Рассматривая полученные относительные содержания металлов, мы видим, что в пределах точности определения для большинства элементов содержания для звезд совпадают с солнечными. Это в какой-то степени свидетельствует также о том, что электронное давление определено для исследуемых звезд правильно. Исключение составляет содержание европия, оно заметно отличается от солнечного. Конечно, погрешность определения числа атомов европия только по двум линиям ($\lambda 4129,7$ и $\lambda 4205,06 \text{ \AA}$) большая, но, по всей вероятности, не достигает двух порядков величины.

Интересно отметить, что даже у самых холодных звезд мы не обнаружили уменьшения числа нейтральных атомов титана вследствие образования молекул. Можно показать, что этот результат не противоречит данным о диссоциативном равновесии холодных звезд.

В столбце 7 табл. 4 приведены относительные содержания Ti и TiO, найденные нами по параметрам атмосфер изученных звезд, по данным неопубликованных вычислений Я. Ситска, которые выполнены для сол-

нечного содержания элементов. Действительно, в тех слоях атмосферы, где возникают линии атомов, содержание TiO для всех звезд остается меньше содержания нейтрального титана.

В заключение можно сказать, что полуправильные переменные звезды, изученные нами, имеют относительное содержание металлов, близкое к солнечному.

25 апреля 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. *D. Hoffleit*. Catalogue of Bright Stars, 1964.
2. *W. W. Morgan, P. C. Keenan*. Annual Rev., 1973, 11, 42.
3. *Б. В. Кучаркин* и др. Общий каталог переменных звезд. М., «Наука», 1969.
4. *G. A. Shain*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1934, 94, 642.
5. *П. П. Доброуравин*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1950, 5, 59.
6. *D. N. Davis*. Astrophys. J., 1947, 106, 28.
7. *Y. Yamashita*. Publ. Astron. Soc. Pacif., 1965, 17, 27.
8. *J. M. Bridges, R. L. Kornblith*. Astrophys. J., 1975, 192, 793.
9. *C. H. Corliss, B. Warner*. Astrophys. J., Suppl., 1964, 8, 395.
10. *Ч. Корлуц, У. Р. Боэман*. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М., «Мир», 1968.
11. *Л. Хянки, М. Куннер*. Публикации Тартуской обс., 1975, 43, 51.
12. *G. Bode*. Inst. Phys. und Sternwarte Univ. Kiel, 1965, S. 151.
13. *A. E. Merchant*. Astrophys. J., 1967, 147, 599.
14. *Y. Yamashita, W. Unno*. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, N 2, 230.
15. *M. H. Wrubel*. Astrophys. J., 1949, 109, 66.
16. *М. Е. Боярчук*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, 47.
17. *D. Shinkova*. Astrophys. J. Suppl. ser., 1973, 25, N 218, 253.
18. *D. L. Lambert, B. Warner*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, 140, 197.
19. *H. Holweger*. Astron. and Astrophys., 1973, 26, 275.
20. *B. Warner*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, 138, 229.
21. *S. J. Wolnik, R. O. Berthel*. Astrophys. J., 1973, 179, 665.
22. *E. A. Müller, J. P. Mutschlecner*. Astrophys. J. Suppl. ser., 1964, 9, N 85, 1.
23. *B. Warner*. Observatory, 1969, 89, N 970, 107.
24. *D. E. Blackwell, B. S. Collins*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1972, 157, 255.
25. *Y. Yamashita*. Publ. Astron. Soc. Japan, 1972, 24, 49.
26. *T. Carz*. Astron. and Astrophys., 1971, 10, 175.
27. *M. S. Allen, C. R. Cowly*. Astron. and Astrophys., 1974, 36, 315.
28. *J. Paradijs*. Astron. and Astrophys., 1975, 44, 295.
29. *Q. Engvold, O. Hauge*. Inst. Theoret. Astrophys. Blinded-Oslo, Rept N 39, 1974.

АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ Ap-ЗВЕЗДЫ 73 Dra. I ЧАСТЬ

Н. С. Полосухина, С. Н. Додонов

Физические параметры атмосферы магнитно-переменной звезды 73 Dra v_t и T_B , полученные методом кривой роста, свидетельствуют о наличии значительной неоднородности атмосферы в области, где наблюдается максимальное магнитное поле отрицательной полярности. Поведение водородных линий H_γ и H_δ согласуется с изменениями физических условий в атмосфере 73 Dra и подобно поведению линий Eu II, Sr II, определяющих пекулярность звезды. Предполагается нестабильность кривой изменения эффективного магнитного поля 73 Dra.

THE ANALYSIS OF SPECTRAL VARIABILITY OF Ap STAR 73 Dra. PART I, by N. S. Polosukhina, S. N. Dodonov.— The physical parameters of atmosphere of the magnetic variable star 73 Dra: turbulent velocity v_t and excitation temperature T_B have been obtained by the curve of growth method. These parameters show remarkable inhomogeneity of atmosphere of magnetic stars in the region, where there is a maximum of negative magnetic field polarity. The behaviour of hydrogen lines H_γ and H_δ correlated with changes of physical parameters v_t , T_B , and this behaviour is similar to that of the lines Eu II, Sr II. Instability of variations of the effective magnetic field is proposed.

Магнитно-переменная звезда 73 Dra является одной из самых интересных Ap-звезд. Спектр этой звезды богат редкими элементами, которых нет в спектрах обычных звезд спектрального класса A2 [1]. Известны периодические изменения магнитного поля [2, 3], блеска [2, 4] и линий ряда элементов Eu, Ca и др. в ее спектре [2, 4—8]. Период этих изменений $P = 20^d, 27$ [2].

Нами рассмотрены следующие вопросы.

1. Изменение параметров атмосферы 73 Dra (турбулентная скорость v_t , температура возбуждения T_B), полученных методом кривой роста, с периодом звезды.

2. Поведение линий элементов, определяющих пекулярность звезды. Сравнение их изменений с поведением водородных линий.

3. Переменность эффективного магнитного поля звезды. Непостоянство кривой изменения магнитного поля.

Наблюдательный материал (семь спектрограмм) в спектральной области 3800—4500 Å с дисперсией 4 Å/мм был получен на 2,6-м телескопе ЗТШ с помощью спектрографа кудэ.

Изучение физических параметров атмосферы 73 Dra было проведено методом кривой роста. Этот метод представляет собой средство быстрого анализа звездных спектров с целью получения таких величин, как средняя температура возбуждения, средняя турбулентная скорость. Определение этих величин является первым шагом к последующему анализу с помощью более тонких методов. Рациональное использование кривых роста может привести к важным и интересным результатам. Семь спектров, полученных на ЗТШ с дисперсией 4 Å/мм, были записаны в интенсив-

Таблица 1

$\lambda, \text{ \AA}$	Фаза													
	$\varphi = 0,0$		$\varphi = 0,20$		$\varphi = 0,34$		$\varphi = 0,48$		$\varphi = 0,67$		$\varphi = 0,72$		$\varphi = 0,92$	
	R_y	$\frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	R_y	$\frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	R_y	$\frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	R_y	$\frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	R_y	$\frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	R_y	$\frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	R_y	$\frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
Fe I														
2	0,3	1,16	0,13	0,83	0,202	0,97	0,168	0,84	0,195	0,96	0,127	0,76	0,267	1,19
	0,52	1,53	0,23	1,12	0,273	1,15	0,491	1,40	0,253	1,12	0,194	0,99	0,619	1,70
	0,2	0,9	0,1	0,70	0,210	1,0	0,194	0,91	0,138	0,78	0,113	0,67	0,195	0,98
3	0,58	1,76	0,41	0,45	0,454	1,47	0,475	1,37	0,39	1,41	0,213	1,04	0,561	1,62
	0,27	1,11	0,16	0,92	0,187	0,94	0,248	1,02	0,145	0,8	0,110	0,67		
4			0,28	1,21										
			0,19	1,10	0,164	0,84					0,294	1,26		
			0,53	1,61							0,280	1,24		
			0,41	1,44	0,487	1,51					0,219	1,06		
			0,40	1,42							0,455	1,60		
			0,44	1,49	0,497	1,52					0,315	1,33		
			0,37	1,37	0,535	1,56					0,358	1,18		
					0,434	1,45					0,351	1,16		
											0,295	1,27		
19	0,48	0,84	0,35	1,35	0,397	1,42	0,528	1,48	0,443	1,5	0,290	1,26	0,424	1,46
	0,21	0,94	0,08	0,06	0,142	0,77	0,134	0,75	0,089	0,52	0,076	0,5	0,225	1,07
20			0,5	1,57										
			0,33	1,28							0,476	1,64		
											0,273	1,21		
22			0,49	1,57										
			0,26	1,17							0,238	1,12		

Примечание. R_y — глубина линии, $W\lambda$ — эквивалентная ширина линии.

41	0,58	1,56	0,41	1,46	0,483	1,5	0,456	1,34	0,397	1,43	0,329	1,35	0,565	1,62
4383,55	1,42	1,42	0,39	1,42	0,427	1,44	0,397	1,26	0,423	1,46	0,319	1,33	0,540	1,60
4404,75	0,40	1,34	0,24	1,14	0,287	1,20	0,342	1,16	0,303	1,23	0,222	1,07	0,448	1,49
4299,76	0,42	1,27	0,22	1,27										
42	0,66	1,51	0,5	1,57	0,561	1,58	0,505	1,43	0,449	1,52	0,380	1,45	0,641	1,72
4271,76	0,60	1,39	0,42	1,55	0,404	1,42	0,469	1,37	0,460	1,56	0,369	1,43	0,609	1,68
4325,76	0,56	1,38	0,41	1,44	0,383	1,38	0,391	1,24	0,343	1,31	0,312	1,30	0,527	1,58
4250,79	0,45	1,35	1,27	1,20	0,270	1,15	0,290	1,09	0,213	1,01	0,185	0,99		
4147,67														
43	0,58	1,85	0,58	1,67	0,480	1,50	0,555	1,52	0,488	1,58	0,382	1,45	0,567	1,64
4045,81	0,64	1,81	0,56	1,64	0,469	1,49	0,505	1,43	0,409	1,45	0,352	1,40	0,611	1,68
4063,60	0,52	1,58	0,4	1,41	0,490	1,51	0,486	1,40	0,386	1,41	0,336	1,38	0,552	1,61
4071,74			0,49	1,56										
4005,25	0,48	1,56	0,39	1,39	0,39		0,445	1,33						
4143,87	0,49	1,60	0,41	1,43	0,41		0,478	1,38						
4132,06														
44	0,52	1,32	0,25	1,14	0,241	1,07	0,37	1,21	0,259	1,14	0,183	0,96	0,597	1,67
4032,64														
69	0,08		0,08	0,60	0,196	0,94	0,445	1,33	0,115	0,69	0,088	0,58	0,434	1,46
4447,13	0,09		0,09	0,66	0,263	1,12	0,350	1,18	0,150	0,91	0,194	0,85		
4442,84					0,23	1,04	0,356	1,20	0,167			0,99		
72	0,13		0,13	0,80	0,328		0,554	1,52						
4001,67	0,22		0,22	1,06	0,451	1,47	0,409	1,27	0,387	1,41	0,315	1,40		
3949,95	0,35		0,35	1,33	0,326	1,26	0,344	1,16	0,255	1,14	0,22	1,06		
4009,71					0,500	1,28	0,296	1,11	0,326	1,30	0,234	1,09		
124	0,38	1,30	0,38	1,38	0,391	1,40	0,486	1,25	0,443	1,50	0,360	1,42	0,550	1,58
3845,17	0,36	1,47	0,36	1,36	0,328	1,28	0,351	1,19	0,317	1,27	0,272	1,21	0,527	1,62
152	0,52	1,55	0,41	1,45	0,383	1,38	0,445	1,33	0,333	1,29	0,261	1,181	0,455	1,51
4235,94	0,40	1,35	0,29	1,24	0,240	1,08	0,350	1,18	0,302	1,23	0,22	1,06	0,389	1,41
4222,22	0,46	1,45	0,27	1,20	0,350	1,33	0,356	1,20	0,323	1,27	0,243	1,14	0,434	1,46
4210,35	0,57	1,64	0,44	1,50	0,533	1,55	0,554	1,52	0,445	1,52	0,35	1,40	0,549	1,62
4198,31	0,55	1,60	0,31	1,28	0,451	1,47	0,409	1,27	0,387	1,41	0,315	1,33	0,494	1,54
4187,80	0,37	1,30	0,44	1,50	0,319	1,26	0,344	1,16	0,255	1,14	0,22	1,06	0,425	1,46
4187,04	0,42	1,29	0,34	1,32	0,326	1,28	0,296	1,11	0,326	1,30	0,234	1,09	0,525	1,58
4299,24	0,58	1,56	0,44	1,49	0,500	1,52	0,486	1,25	0,443	1,50	0,360	1,42	0,550	1,62
4271,16	0,43	1,30	0,38	1,38	0,391	1,40	0,351	1,19	0,317	1,27	0,272	1,21	0,527	1,62
4250,12	0,47	1,47	0,36	1,36	0,328	1,28	0,296	1,10	0,284	1,19	0,219	0,07	0,466	1,52

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{ \AA}$	Фаза													
	$\varphi = 0,0$		$\varphi = 0,20$		$\varphi = 0,34$		$\varphi = 0,48$		$\varphi = 0,67$		$\varphi = 0,72$		$\varphi = 0,92$	
	R_y	$\frac{W_{\lambda}}{\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}}$	R_y	$\frac{W_{\lambda}}{\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}}$	R_y	$\frac{W_{\lambda}}{\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}}$	R_y	$\frac{W_{\lambda}}{\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}}$	R_y	$\frac{W_{\lambda}}{\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}}$	R_y	$\frac{W_{\lambda}}{\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}}$	R_y	$\frac{W_{\lambda}}{\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}}$
175														
3873,76			0,28	1,21										
217	0,40	1,44	0,32	1,27	0,267	1,28	0,50	1,42	0,17	0,88	0,178	0,96	0,226	1,09
4078,37														
273														
4266,97	0,30	0,95	0,16	0,91	0,158	0,84	0,231	0,98	0,143	0,78	0,11	0,67	0,256	1,17
278														
4021,87			0,20	1,02	0,148	0,8	0,25	1,02	0,111	0,65	0,184	0,96	0,415	1,43
3952,61			0,32	1,28	0,348	1,33					0,293	1,26		
3981,78														
279														
3996,00			0,19	0,99	0,210	1,00	0,157	0,81	0,145	0,8	0,155	0,89	0,239	1,12
4036,37			0,707	0,50	0,155	0,84			0,1	0,6	0,084	0,5		
280														
3932,63			0,29	1,22	0,330	1,28					0,247	1,16		
3907,94			0,21	1,03	0,180	0,91					0,196	1,01		
284														
3869,59			0,26	1,17	0,165	0,87					0,158	0,89		
3910,84			0,19	1,01							0,142	0,82		
351														
4241,41	0,19		0,13	0,79	0,153	0,8	0,124	0,73	0,106	0,65	0,041	0,2	0,188	0,96
352														
4226,43	0,35	1,27	0,12	0,77	0,249	1,10	0,131	0,75	0,106	0,65	0,103	0,62	0,33	1,32
354														
4181,76	0,50	1,52	0,35	1,35	0,359	1,37	0,435	1,25	0,401	1,43	0,286	1,26	0,338	1,33
4175,64	0,35	1,27	0,25	1,16	0,291	1,20	0,272	1,05	0,261	1,14	0,120	0,72	0,338	1,33
4156,80	0,43	1,40	0,31	1,28	1,275	1,17			0,287	1,21	0,233	1,12	0,364	

365	0,46	1,56	0,28	1,22	0,300	1,22	0,244	1,00	0,215	1,04	0,177	0,96	0,397	1,42
4154,50	0,33	1,23	0,20	1,04	0,249	1,10	0,198	0,91	0,150	0,81	0,148	0,86	0,39	1,42
4223,65														
357	0,36	1,40	0,25	1,17	0,240	1,08	0,319	1,13	0,230	1,07	0,203	0,01	0,281	1,32
4134,68														
358	0,32	1,31	0,13	0,80	0,206	0,99	0,254	0,90	0,180	1,01	0,127	0,76	0,328	1,32
4085,01														
359	0,41	1,51	0,26	1,16	0,240	1,08	0,270	1,08	0,244	1,09	0,194	0,98	0,344	1,34
4044,61	0,43	1,52	0,28	1,23	0,236	1,08	0,246	1,02	0,197	0,97	0,195	0,99	0,493	1,54
4062,45	0,35	1,39	0,18	0,96	0,20	0,98	0,384	1,22	0,152	0,8	0,137	0,82		
4079,85														
361			0,21	1,04	0,250	1,10					0,222	1,07		
3947,53														
364			0,31	1,27	0,400	1,42					0,171	0,93		
3909,83			0,27	1,19	0,340	1,31					0,220	1,06		
3942,44			0,45	1,50	0,638	1,64					0,342	1,38		
3925,95														
416			0,11	0,72										
4255,5														
419	0,36	1,29	0,17	0,95	0,153	0,8	0,200	0,91	0,179	0,91	0,118	0,72	0,222	1,06
4160,56														
423	0,31	1,19	0,20	1,02	0,187	0,93	0,294	1,08	0,212	1,00	0,147	0,85	0,298	1,27
4120,20														
425														
4045,20														
429														
3871,70			0,29	1,23	0,104	0,60	0,155	0,81	0,130	0,74	0,090	0,59	0,358	1,37
430			0,39	1,40	0,422	1,44					0,226	1,09		
3918,64														
476	0,21	0,92	0,06	0,43	0,150	0,8	0,147	0,80	0,127	0,74	0,078	0,54	0,168	0,88
4387,90														
476a	0,58	1,56	0,31	1,27	0,375	1,38	0,461	1,35	0,281	1,19	0,216	1,07	0,511	1,56
4260,1														

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{ \AA}$	Фаза													
	$\varphi = 0,0$		$\varphi = 0,20$		$\varphi = 0,34$		$\varphi = 0,48$		$\varphi = 0,67$		$\varphi = 0,72$		$\varphi = 0,92$	
	R_{ν}	$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	R_{ν}	$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	R_{ν}	$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	R_{ν}	$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	R_{ν}	$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	R_{ν}	$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	R_{ν}	$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$
Cr I														
1	0,65	1,71	0,465	1,52	0,51	1,53	0,491	1,40	0,462	1,54	0,397	1,5	0,629	1,1
4289,7	0,62	1,64	0,51	1,58	0,525	1,55	0,543	1,49	0,378	1,46	0,378	1,46	0,625	1,70
4274,9	0,89	1,82	0,556	1,64	0,514	1,53	0,611	1,62	0,51	1,52	0,429	1,55	0,663	1,75
4254,35														
22	0,31	1,17	0,156	0,92	0,141	0,77	0,161	0,82	0,1	0,62	0,068	0,44	0,280	1,23
4412,3														
4373,2	0,41	1,36	0,098	0,68	0,189	0,94	0,155	0,82	0,173	0,87	0,119	0,72	0,187	0,96
4371,3	0,43	1,39	0,268	1,21	0,264	1,13	0,228	0,98	0,256	1,14	0,197	1,00	0,311	1,28
4359,63														
23	0,297	1,25	0,413	1,44	0,489	1,51	0,333	1,15	0,342	1,31	0,203	1,00	0,329	1,31
3919,1														
3908,8														
38														
3991,1														
131														
4257,4	0,39	1,24	0,192	1,23	0,315	1,24	0,246	1,01	0,153	0,81	0,103	0,63	0,309	1,28
133														
4211,4	0,36	1,28	0,159	0,92	0,236	1,06	0,296	1,10	0,206	1,00	0,166	0,92	0,326	1,31
198														
4357,5	0,46	1,43		1,22	0,272	1,15	0,359	1,20	0,3	1,23	0,212	1,04	0,426	1,46
249														
4208,3	0,26	1,08	0,151	0,89	0,176	0,9	0,169	0,87	0,169	0,87	0,068	0,44	0,27	0,20
251														
4039,15	0,45	1,57	0,245	1,23	0,263	1,12	0,361	1,20	0,272	1,16	0,206	1,04	0,4	1,92
Cr II														
26														
4207,3	0,52	1,55	0,337	1,33	0,367	1,37	0,337	1,16	0,288	1,21	0,218	1,06	0,27	1,20

4132,5	0,54	1,71	0,497	1,56	0,42	1,44	0,515	1,45	0,39	1,41	0,275	1,22	0,494	1,55
4072,5	0,50	1,64	0,349	1,33	0,444	1,46	0,505	1,44	0,364	1,36	0,259	1,18	0,508	1,57
31														
4284,21	0,61	1,62	0,438	1,48	0,421	1,44	0,454	1,34	0,442	1,50	0,345	1,39	0,64	1,72
4275,6	0,65	1,71	0,473	1,53	0,495	1,52	0,5	1,42	0,485	1,50	0,363	1,42	0,606	1,58
4269,3	0,62	1,64	0,431	1,47	0,525	1,55	0,47	1,36	0,485	0,93	0,311	1,30	0,585	1,65
4261,9	0,72	1,90	0,627	1,75	0,555	1,58	0,563	0,53	0,526	1,65	0,452	1,59	0,675	1,77
4252,6	0,61	1,62	0,444	1,39	0,44	1,46	0,451	1,33	0,384	1,40	0,236	1,11	0,561	1,62
4242,4	0,70	1,94	0,588	1,70	0,563	1,58	0,605	1,62	0,447	1,52	0,393	1,48	0,651	1,73
Ti II														
41														
4025,1	0,5	1,65	0,328	1,29	0,28	1,18	0,299	1,10	0,23	1,06	0,21	1,04	0,450	1,49
34														
3900,5			0,55	1,65							0,368	1,42		
40														
4417,7	0,56	1,60	0,30	1,27	0,242	1,06	0,195	0,90	0,167	0,87	0,148	0,85	0,507	1,56
41														
4301,9	0,46	1,35	0,41	1,44	0,396	1,41	0,424	1,29	0,318	1,27	0,197	1,00	0,439	1,48
51														
4418,4	0,48	1,47	0,238	1,14	0,214	0,98	0,22	0,96	0,168	0,87	0,923	0,58	0,40	1,43
4399,8	0,63	1,74	0,388	1,42	0,4	1,91	0,37	1,21	0,224	1,05	0,2	1,01	0,592	1,66
61														
4427,9	0,6	1,73	0,474	0,98	0,235	1,05	0,48	1,38	0,217	1,05	0,134	0,78	0,586	1,56
4395,85			0,266	1,20	0,193	0,94	0,214	0,95	0,134	0,74	0,127	0,74	0,368	1,38
87														
4028,4	0,48	1,62	0,323	1,28	0,306	1,23	0,137	0,77	0,102	0,60	0,126	0,74	0,493	1,55
Eu II														
1														
4129,73	0,513	0,62	0,388	1,33	0,275	1,17	0,377	1,22	0,213	1,04	0,217	1,06	0,574	1,64
4205,05	0,635	1,84	0,405	1,314	0,352	1,34	0,351	1,18	0,259	1,31	0,276	1,20	0,56	1,62
4														
4435,6	0,6	0,81	0,256	1,13	0,189	0,94	0,26	1,04	0,144	0,8	0,127	0,75	0,546	1,161
5														
3807,10			0,296	1,196	0,25	1,09					0,205	1,03		
10														
4017,6	0,512	1,57	0,263	1,05	0,311	1,20	0,384	1,20	0,294	1,10	0,19	0,93	0,445	1,49

ностях с помощью регистрирующего микрофотометра. Из отождествленных линий было выбрано 200 линий Fe I, Cr I, Cr II, Ti II, Eu II для построения кривых роста (табл. 1). Значения сил осцилляторов взяты из [9—11]. Для каждой фазы φ и отдельно для всех указанных элементов строились кривые роста $[\lg(W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6, \lg g_{if_{ik}}\lambda - \Theta\epsilon_{ik}]$. На рис. 1 (а, б) приведены примеры кривых роста для элементов Fe I и Eu II. При сравнении теоретических (кривые роста Врубеля) и эмпирических кривых роста получены значения v_t (табл. 2) для элементов Fe I, Cr I, Cr II, Ti II, Eu II в предположении $\Theta = \text{const}$. Для Θ было принято

Таблица 2

Элемент	$v_t, \text{ км/сек}$					
	$\varphi = 0,0$	$\varphi = 0,20$	$\varphi = 0,30$	$\varphi = 0,5$	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 0,9$
Fe I	3,24	3,66	2,95	3,02	3,09	3,16
Cr I	3,09	3,80	2,88	2,82	2,95	3,09
Cr II	3,07	3,55	2,75	2,70	3,00	3,04
Ti II	3,16	3,74	2,84	2,75	3,02	3,08
Eu II	3,16	1,15	1,00	1,02	1,01	2,62

значение $\Theta = 0,65$ (по среднему спектральному классу звезды). Это значение хорошо согласовалось с определением Θ (среднего) по кривым роста для различных фаз звезды. Значения T_v , определенные по кривым роста, построенным по линиям Fe I (в предположении $v_t = \text{const} = 3,2 \text{ км/сек}$ — среднему значению турбулентной скорости по линиям Fe I), изменяются с фазой от 5900 до 7800° (рис. 2), что неплохо согласуется с полученными ранее результатами [12, 13].

Рассмотрим характер поведения турбулентной скорости с фазой и попытаемся установить закономерности в ее изменении. Для элементов Fe I, Cr I, Cr II, Ti II в среднем обнаруживается следующий ход v_{tcr} с фазой (рис. 3): максимальные значения v_t совпадают с нулевыми значениями магнитного поля, ширина центрального минимума v_t совпадает по продолжительности с положительным максимумом магнитного поля (см. рис. 2). Подобные изменения v_t могут быть следствием «вмороженности» магнитного поля в плазму. Это естественный результат, который указывает на равномерное распределение элементов по поверхности звезды. Однако для Eu II изменения v_t с фазой (если считать их надежными, $\sigma_{EuII} \approx 3\sigma_{tcr}$, $\sigma_{tcr} = 0,1 \div 0,2 \text{ км/сек}$) отличаются от поведения v_{tcr} , описанного выше (см. рис. 3). Изменения турбулентной скорости по линиям Eu II превосходят в узком фазовом интервале от $0,8$ до $0,2 P$. По-видимому, в этом фазовом интервале мы наблюдаем область, в которой физические условия для Eu II отличны от физических условий для Eu II на остальной поверхности звезды. Эта область по своему положению совпадает с областью максимального отрицательного значения эффективного магнитного поля. Рассмотрение изменений T_v с фазой подтверждает предположение об отличии физических условий области, соответствующей фазам $0,8-0,2 P$, от остальной части поверхности звезды. В этой области T_v выше на $800-1000^\circ$, чем T_v остальной атмосферы звезды (см. рис. 2).

Многие наблюдатели 73 Dra [2, 4—8, 12, 14] при изучении переменности линий Eu II, K Ca II, Sr II указывали на регулярность их изменений и наличие двух максимумов за период звезды. Однако, если данные о главном максимуме в изменениях эквивалентных ширин не встречаются разногласий, то данные о вторичном максимуме противоречивы. Так, у Престона [3] для Eu II (4 \AA/мм) вторичный максимум приходится на фазу $0,5$ (рис. 4, а), у Садакане [8] (10 \AA/мм) — на фазу $0,4$, у Бонзак и Марковича [7] (20 \AA/мм) линия европия $\lambda 3930 \text{ \AA}$ вообще не показы-

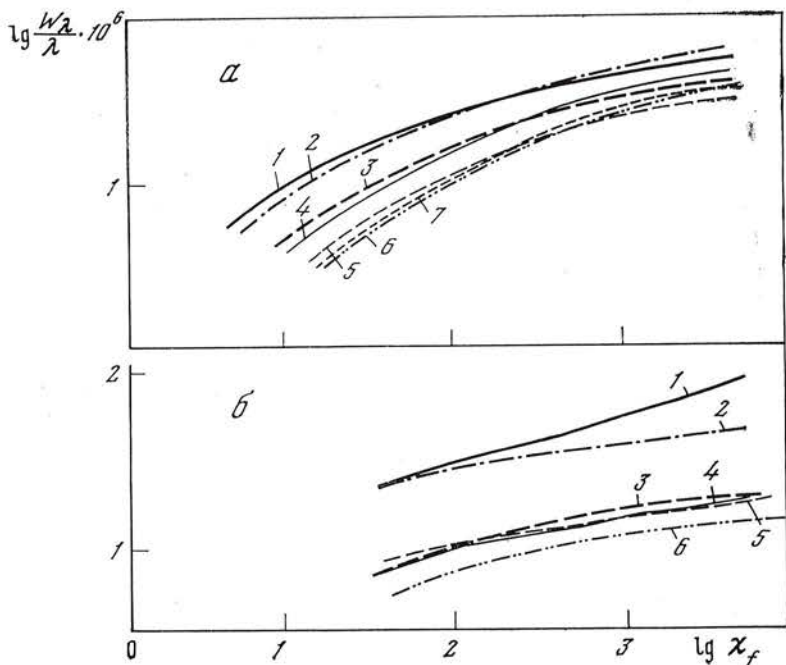


Рис. 1. Кривые роста, построенные по линиям Fe I (а) и по линиям Eu II (б) для различных фаз φ

1 — $\varphi = 0$; 2 — $\varphi = 0,923$;
 3 — $\varphi = 0,335$; 4 — $\varphi = 0,2$;
 5 — $\varphi = 0,48$; 6 — $\varphi = 0,72$;
 7 — $\varphi = 0,67$

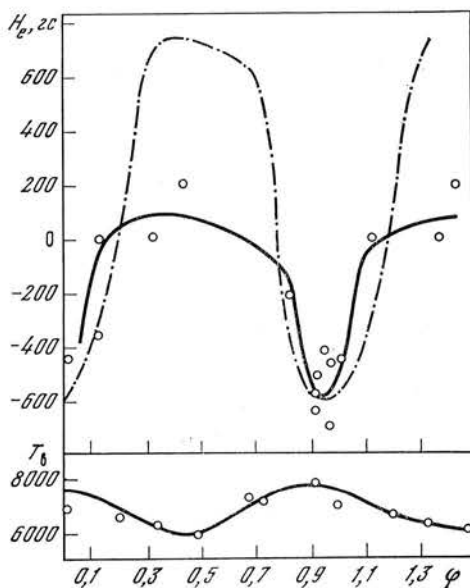


Рис. 2. Изменение эффективного магнитного поля H_e и T_b с фазой

Сплошная линия для H_e по Бэбкоку (1951 г.), штрихпунктирная — по Престону (1966 г.)

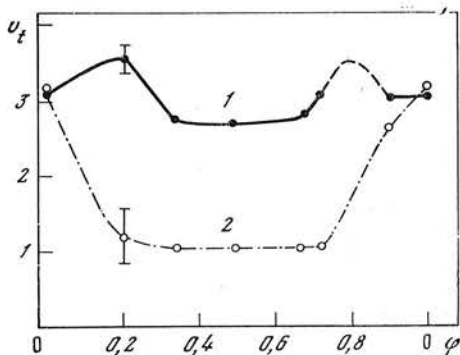


Рис. 3. Изменение v_t в течение периода

1 — по линиям Fe I, Cr I, Cr II, Ti II; 2 — по линиям Eu II
 Черточками показана средняя ошибка среднего значения

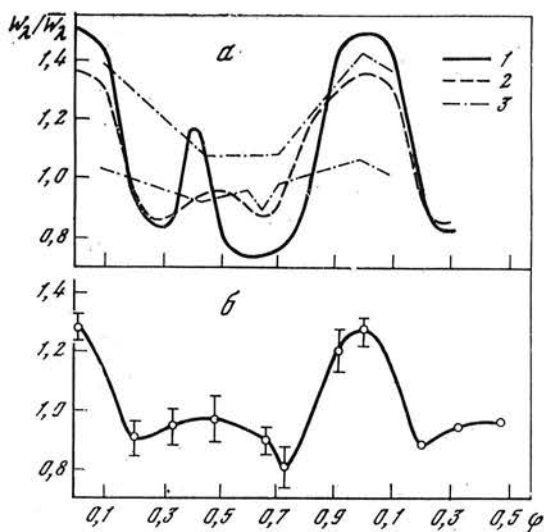


Рис. 4. Результаты измерений $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ по линиям Eu II: авторами [2, 7, 8] (а) и по нашим данным (б, 4 Å/мм)
 1 — [8], 10 Å/мм; 2 — [2], 4 Å/мм; 3 — [7], 20 Å/мм

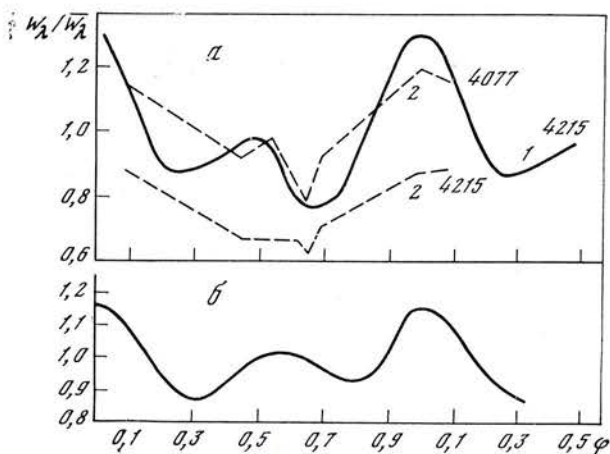


Рис. 5. Результаты измерений $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ по линиям Sr II авторами [7, 8] (а) и нами (б, 4 Å/мм)
 1 — по [8], 10 Å/мм; 2 — по [7], 20 Å/мм

вает переменности у фазы 0,5 P . Для линии Eu II λ 4205 вторичный максимум наблюдается в фазе 0,6 P . На рис. 5, а видны различия данных Садакане, Бонзака и Марковича [7, 8] для Sr II. Мы сопоставили указанные выше данные с нашими наблюдениями. Результаты наших наблюдений приведены на рис. 4, б — средняя кривая изменения $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ по трем линиям Eu II ($\lambda\lambda$ 4017,6; 4205,05; 4129,7 Å), на рис. 5, б — $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ для линии Sr II λ 4077 Å. Можно отметить, во-первых, отличие результатов в зависимости от дисперсии спектров, во-вторых, четко выраженный вторичный максимум в фазе 0,5 и 0,55 P по наблюдениям с дисперсией 4 и 10 Å/мм.

Исследования измерений эквивалентных ширин водородных линий также содержат большие разногласия. По данным [5, 12], эквивалентные ширины водородных линий H_γ и H_δ показывают сложные периодические изменения. Садакане [8] считает, что эквивалентная ширина H_γ практически постоянна (с большим разбросом) в течение всего периода (рис. 6, а). Поведение H_γ и H_δ было изучено нами по шести спектрам 73 Дга. Результаты усреднения по обеим линиям приведены на рис. 6, в. Обнаружена двойная волна в изменениях эквивалентной ширины каждой из линий H_γ и H_δ . Вторичный максимум наблюдается в фазе 0,55 P . Рассмотрен характер изменений (W_λ , W_K) различных частей контура водородных линий. W_λ — эквивалентная ширина центральной части линии, до глу-

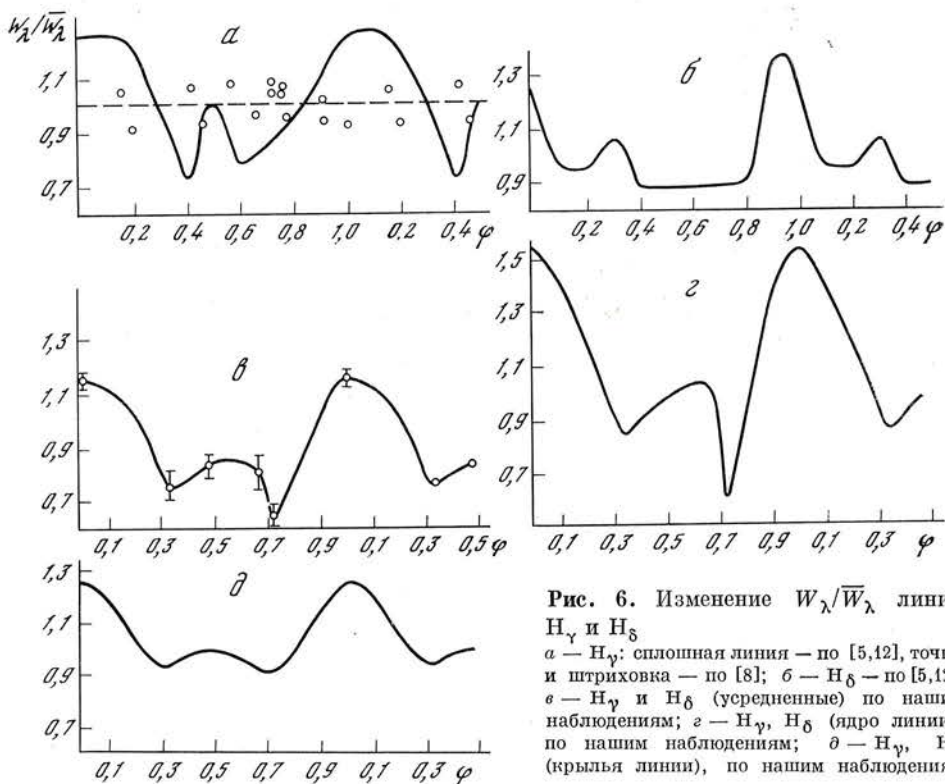


Рис. 6. Изменение $W_\lambda/\bar{W}_\lambda$ линий H_γ и H_δ
 а — H_γ : сплошная линия — по [5,12], точки и штриховка — по [8]; б — H_δ — по [5,12]; в — H_γ и H_δ (усредненные) по нашим наблюдениям; г — H_γ , H_δ (ядро линии), по нашим наблюдениям; д — H_γ , H_δ (крылья линии), по нашим наблюдениям

бины 0,6; W_k — эквивалентная ширина крыльев. Из рассмотрения рис. 6, г, д следует, что для W_λ и W_k , так же как и для полной эквивалентной ширины, характерно наличие вторичного максимума, однако изменения W_λ значительно больше по амплитуде, чем для W_k , т. е. верхние слои атмосферы более неоднородны, чем нижние, более глубокие слои. Амплитуды изменений эквивалентных ширин водородных линий в наших исследованиях составляют 9—11 Å, а в исследованиях [5, 12] 10—15 Å. Заметные изменения водородных линий свидетельствуют о значительных неоднородностях водородной атмосферы 73 Drg. Характер поведения водородных линий аналогичен характеру поведения линий, определяющих пекулярность звезды (см. рис. 6, в; 4, б).

Для некоторых звезд измерения магнитного поля, выполненные Бэбкоком [3] и Престоном [2], заметно расходятся. Авторы считают, что эти различия не могут быть объяснены ошибками наблюдений. Особенно значительны расхождения для звезд 73 Drg, β CrB, 24 Per. На рис. 2 нанесена величина напряженности эффективного магнитного поля H_e согласно Бэбкоку [3] и Престону [2] для 73 Drg. Характер изменений H_e у 73 Drg напоминает характер изменений H_e у β CrB. Если у β CrB «пропадает» поле отрицательной полярности в некоторых циклах, то у 73 Drg «пропадает» поле положительной полярности. Обе звезды имеют близкие периоды изменения магнитного поля: 20,3 дня у 73 Drg; 18,5 у β CrB. Кроме того, обе они — двойные системы. Период орбитального движения, определенный Престоном [2] по лучевым скоростям 73 Drg, равен $P = 551^d,6$. Если на рис. 7 отметить фазы (положения на орбите двойной системы), соответствующие моментам измерений магнитного поля Бэбкоком [3] и Престоном [2], то они попадают на разные части этой кривой. Измерения Бэбкока приходятся на фазы $0^P,4-0^P,9$, а измерения Престона на фазы $0^P,2-0^P,5$. Поэтому одним из возможных объяснений нестабильности кривой эффективного магнитного поля звезды может быть следующее: явление прецессии, вызванное приливными действиями невидимого ком-

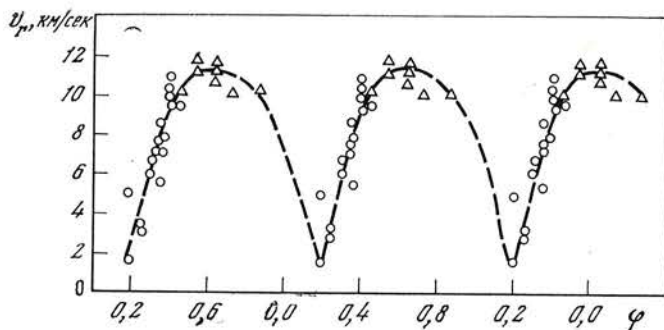


Рис. 7. Кривая лучевых скоростей 73 Dra

Треугольники — по Бабкоку (1951—1957 гг.), кружки — по Престону (1966 г.)

понента, будет различное в отмеченных интервалах кривой лучевых скоростей, так что видимость полюсов магнитного диполя по отношению к наблюдателю будет меняться.

В результате проведенного исследования переменности спектра 73 Dra обнаружено: 1) в области максимума магнитной отрицательной полярности, где усилены линии Eu II, Sr II, заметное отличие физических условий от остальной поверхности 73 Dra: более высокая температура T_v , большее значение v_t по линиям Eu II; 2) характер переменности линий, определяющих пекулярность звезды, Eu II, Sr II и водородных линий H_γ и H_δ одинаков. Имеется четко выраженный вторичный максимум в фазах $0^P,50-0^P,55$; 3) заподозрена нестабильность кривой магнитного поля, которая может быть вызвана явлением прецессии в двойной системе.

По-видимому, нестабильность кривой эффективного магнитного поля может оказать влияние на кривую блеска и кривую изменения интенсивностей линий, определяющих пекулярность звезды. Возможно, появление и исчезновение вторичного максимума связано с условиями видимости области положительного магнитного полюса.

В заключение выражаем глубокую благодарность академику А. Б. Северному, обратившему наше внимание на этот интересный объект.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. Jaschek, S. Malroda. Nature, 1970, 225, 246.
2. G. W. Preston. Astrophys. J., 1967, 150, N 3, 871.
3. H. W. Babcock. Astrophys. J., Suppl., 1958, 3, N 30.
4. G. W. Preston. Astrophys. J., 1967, 72, N 9, 1088.
5. R. Farragiana, M. Hack. Mem. Soc. astron. ital., 1962, 33, N 4, 309—330.
6. R. A. Berg. Publ. Leander McCormick Obs., 1966, 15, 19.
7. W. K. Bonsack, A. H. Markowitz. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1967, 79, 235—254.
8. K. Sadakane. Contribs. Dept. Astron. Univ. Kyoto, 1969, N 50, 93.
9. Ч. Корлисс, У. Ворман. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М., «Мир», 1968.
10. C. H. Corliss, B. Warner. Astrophys. J. Suppl., 1964, 8, 395—438.
11. Y. Yamashita. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1967, 12, No 17, 455.
12. M. Hack. Mem. Soc. astron. ital., 1958, 29, N 2—3, 263.
13. Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. об., 1958, 18, 23—36.
14. R. A. Berg, H. J. Wood. Astrophys. J., 1966, 71, 378.

ГАЗОВЫЕ ОБОЛОЧКИ ЗВЕЗД ТИПА BY Dra

П. Ф. Чугайнов

Исследованы контуры эмиссионной линии H_{α} в спектрах следующих звезд: FK Com, BD + 30°448 и BD + 27°4642. Спектральные типы этих звезд G8, K0 и K2 соответственно, и их светимости несколько выше, чем у звезд главной последовательности [4]. Обнаруженные у них периодические изменения блеска и вспышечная активность указывают, что они принадлежат к переменным типа BY Dra [3, 4]. BD + 27°4642, кроме того, спектрально-двойная звезда с почти одинаковыми спектральным и фотометрическим периодами, а BD + 30°448 — возможная спектрально-двойная.

Обнаружено, что ширина H_{α} -эмиссии в спектрах рассматриваемых звезд тем больше, чем больше скорость вращения звезды. Для того чтобы объяснить эту особенность, предположено, что оболочки, в которых возникает H_{α} -эмиссия, быстро вращаются, причем наиболее адекватной является схема «твердотельного» вращения. Радиусы оболочек, оцененные в предположении «твердотельного» вращения, в 5—10 раз превосходят радиусы звезд. Для электронной плотности во внутренней части оболочки FK Com двумя различными способами получены значения порядка 10^{11} см⁻³. Как вероятная причина поддержания «твердотельного» вращения рассмотрено магнитное поле. Оценено, что напряженность магнитного поля в оболочке может составлять приблизительно 10^1 — 10^2 гс.

Наши наблюдения показывают, что во внутренней части оболочек скорости истечения вещества обычно, по-видимому, бывают порядка 10 км/сек. Иногда расширение оболочек может сменяться сжатием. Однако, как показывает контур H_{α} у FK Com, наблюдавшийся лишь на одной из 15 полученных спектрограмм этой звезды, скорость истечения может возрастать до 100 км/сек. Потеря массы у FK Com может достигать 10^{-8} — 10^{-6} солнечной массы в год.

GASEOUS ENVELOPES OF BY DRA TYPE STARS, by P. F. Chugainov. — H_{α} emission line profiles have been studied in the spectra of following stars: FK Com, BD + 30°448, and BD + 27°4642. The spectral types of these stars are G8, K0 and K2 respectively, and their luminosities are something higher than those of main sequence stars [4]. The periodic light variations and the flare activity found indicate that they belong to the variables of BY Dra type [3, 4]. BD + 27°4642 is also the spectroscopic binary star with spectroscopic and photometric periods approximately equal and BD + 30°448 is a possible spectroscopic binary.

It is found that the width of H_{α} -emission in the spectra of the stars considered is the larger the greater is the rotation velocity of the star. In order to explain this peculiarity it is supposed that the envelopes in which H_{α} -emission originates are fast rotating. The most adequate is the scheme of a «rigid body» rotation. The radii of envelopes estimated on the supposition of «rigid body» rotation are 5—10 times larger than stellar ones. For the inner part of the envelope of FK Com the electron density of the order of 10^{11} cm⁻³ is obtained by means of two different methods. The magnetic field is supposed to be a possible cause of a «rigid body» rotation. It is estimated that the strength of the magnetic field in the envelope may be approximately 10^1 — 10^2 Gs.

Our observations have shown that the velocities of radial macroscopic motion in the inner part of envelopes are, usually, of the order of 10 km/sec. Sometimes, a contraction

of envelopes may replace their expansion. However the H_{α} profile observed on one of 15 spectra of FK Com shows that the velocity of outflow may increase to the value of the order of 100 km/sec. The mass loss in FK Com may be equal to 10^{-8} — 10^{-6} of the solar mass per year.

В процессе выполнения программы исследования звезд типа ВУ Дра [1—4] нами были получены спектральные наблюдения трех звезд этого типа: FK Com, BD + 30°448 и BD + 27°4642. Спектральные типы этих звезд G8, K0 и K2 соответственно и их светимости несколько выше, чем у звезд главной последовательности [4]. Результаты определения интенсивности линий H и K Ca II, скоростей вращения и содержания лития у этих трех звезд уже сообщались в [4]. Здесь мы рассмотрим контуры линии H_{α} в их спектрах. Цели данного исследования: 1) выяснение пространственной и кинематической структуры оболочек; 2) поиски и изучение нестационарных процессов в оболочках; 3) поиски возможной периодичности изменений контуров, связанной с изменениями блеска этих звезд или с их орбитальными движениями. В связи с этими задачами особое внимание было уделено также лучевым скоростям звезд, определяемым по линиям поглощения.

1. Наблюдения и методика их обработки

Спектры были получены на 122- и 260-см телескопах в интервалах 3800—4900 и 5700—6800 Å с обратными дисперсиями 37, 33 и 12 Å/мм. Здесь нами использованы в основном спектры с обратной дисперсией 12 Å/мм ввиду их большего разрешения. Все спектры имели фотометрическую калибровку и спектр сравнения.

В интервале шириной около 200 Å, включающем линию H_{α} , с помощью микрофотометра G II были найдены почернения на спектрах через каждые 0,01 мм и определены положения измеряемых точек спектра звезды и линий спектра сравнения. По измерениям были построены контуры линии H_{α} , а также нескольких линий поглощения железа и кальция, по которым затем были найдены лучевые скорости звезды. Таким образом можно было определить сдвиг эмиссионной линии H_{α} относительно линий поглощения, если таковой существует. Аналогично были проведены также измерения линии H_{β} .

Контуры линии H_{α} в спектрах FK Com, BD + 27°4642 и BD + 30°448 представлены на рис. 1—3. Как видно из рис. 1—3, в спектрах FK Com и BD + 27°4642 линия H_{α} эмиссионная, а в спектре BD + 30°448 линия H_{α} частично заполнена эмиссией. Линия H_{β} в спектрах FK Com и BD + 27°4642 также заполнена эмиссией, как это видно из рис. 4. Нуль-пункт по оси абсцисс на рис. 1—4 проведен соответственно лучевым скоростям, определенным по линиям поглощения.

2. Обсуждение результатов наблюдений

Контуры линии H_{α} показывают хорошо заметные изменения со временем. Рассмотрим их в отдельности для каждой из звезд.

У FK Com изменения выражены особенно сильно. На спектрах, полученных в январе — марте 1975 г. (см. рис. 1, а—в), контур приблизительно симметричен относительно нуля-пункта оси абсцисс. Немного изменяются лишь максимальные интенсивности левого и правого эмиссионных крыльев. Рассмотрение спектрограмм, полученных на 122-см телескопе, показало, что подобный контур H_{α} наблюдался у звезды в девять других ночей. Однако на спектре, полученном 15—16. II 1974 г. (см. рис. 1, д), контур H_{α} резко асимметричен. Длинноволновое крыло значительно интенсивнее, чем коротковолновое, и центральная абсорбция сдвинута влево, что соответствует отрицательной лучевой скорости порядка

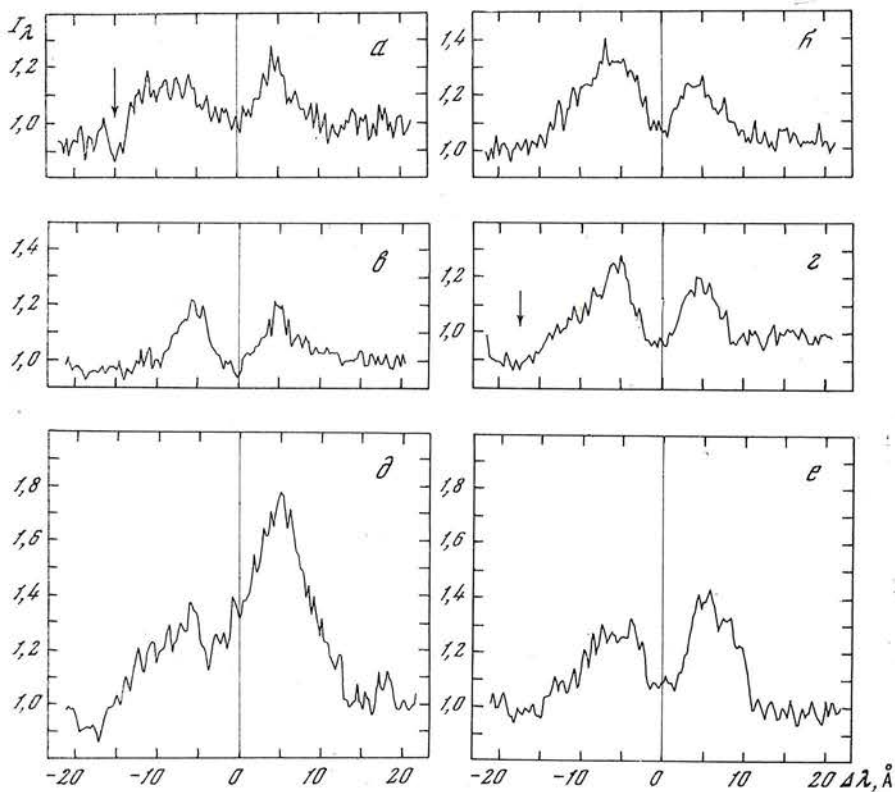


Рис. 1. Контуры линий H_{α} в спектре FK Com

a — 2—3.I 1975 г.; *б* — 22—23.II 1975 г.; *в* — 23—24.II 1975 г.; *г* — 27—28.III 1975 г.;
д — 15—16.II 1974 г.; *е* — 16—17.II 1974 г.

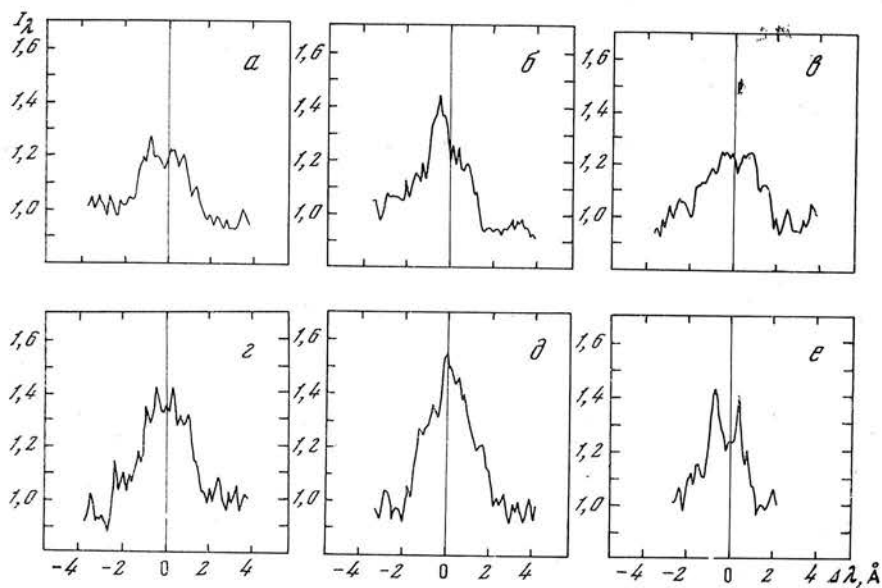


Рис. 2. Контуры линии H_{α} в спектре BD +27° 4642

a — 1—2.XII 1974 г.; *б* — 2—3.XII 1974 г.; *в* — 28—29.XII 1974 г.; *г* — 2—3.I 1975 г.;
д — 22—23.II 1975 г.; *е* — 23—24.II 1975 г.

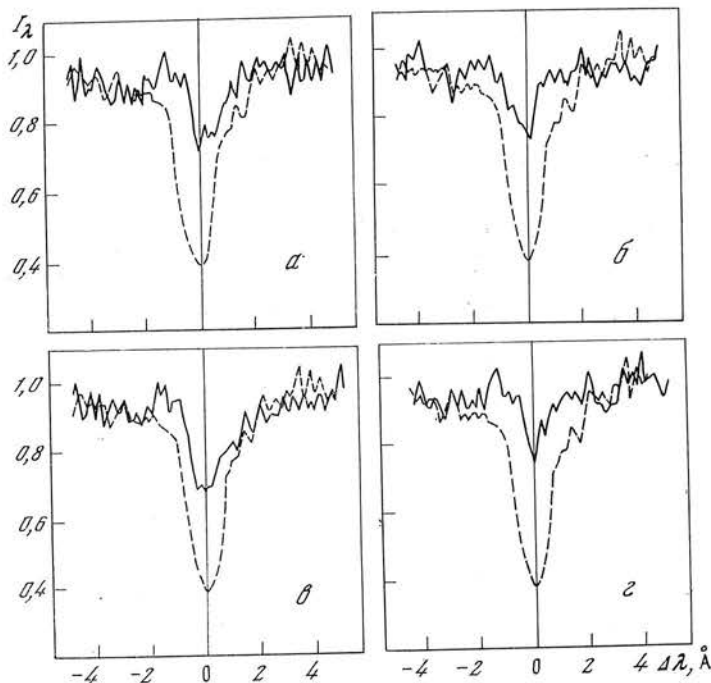
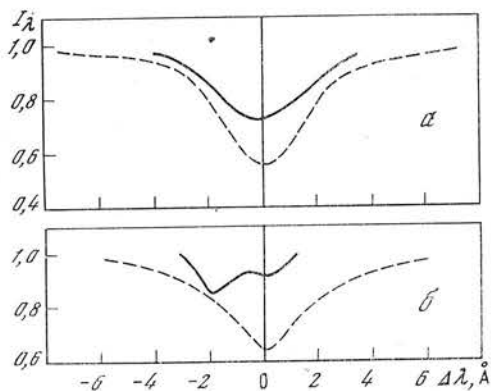


Рис. 3. Контуры линии H_{α} в спектре BD +30° 448 (сплошные линии)

Прерывистые линии — контур H_{α} в спектре звезды ξ Boo A (G8 V), у которой эмиссии в H_{α} нет
 а — 9—10.II 1974 г.; б — 12—13.III 1974 г.; в — 2—3.XII 1974 г.; г — 2—3.I 1975 г.

Рис. 4. Контуры линии H_{β} в спектрах FK Com (а) и BD +27° 4642 (б) (сплошные линии)

Прерывистыми линиями показаны контуры H_{β} у неэмиссионных звезд 61 UMa (G8 V) и ϵ Eri (K2 V), расширенные соответственно скоростям вращения FK Com и BD +27°4642



100 км/сек. Можно определенно утверждать, что в ночь 15—16.II 1974 г. на звезде наблюдался нестационарный процесс, так как на следующую ночь контур H_{α} (см. рис. 1, e) стал почти прежним.

Контуры H_{α} у FK Com не показывают какой-либо определенной зависимости от фазы изменений блеска звезды. Эта звезда не известна как спектрально-двойная, но в [5] по семи спектрограммам отмечены изменения ее лучевой скорости в пределах от -53 до $+16$ км/сек. Наши наблюдения дали значение лучевой скорости FK Com от -43 до -15 км/сек, что, однако, лежит в пределах ошибок измерений, так как линии поглощения в спектре этой звезды очень размыты и поэтому измерения лучевой скорости неубедительны.

Контуры H_{α} в спектре BD + 27°4642 переменные, но у нее мы не наблюдали сильно асимметричных контуров, подобных наблюдавшемуся у FK Com 15—16.II 1974 г. На некоторых спектрах BD + 27°4642

заметна центральная абсорбция в линии H_{α} , но не столь глубокая, как у FK Com.

BD + 27°4642 известна как переменная звезда с периодом 6,750 дня [3] и как спектрально-двойная с периодом 6,7242 дня [6, 7]. Наши измерения лучевых скоростей BD + 27°4642 дали следующие результаты:

J. D. 2442 383,354	-58 км/сек	J. D. 2442 415,235	-34 км/сек
384,292	-34	466,208	-13
410,260	-52	467,240	+31

Погрешность измерений не превышала ± 5 км/сек. Полученные нами лучевые скорости хорошо согласуются с [6, 7], но показывают сдвиг по фазе на $+0^{\text{P}},15$ относительно элементов [7]. Из рассмотрения рис. 2 можно заключить, что сильных изменений контура H_{α} , зависящих от орбитального движения звезды, не происходит.

Хотя определение спектральных периодов не входило в задачи данной части наших исследований звезд типа BY Dra, обнаруженное здесь различие между фотометрическим и спектральным периодами BD + 27°4642 представляет значительный интерес. Отметим, что ошибка в спектральном периоде, по-видимому, не превышает 0,0001 дня. Что касается фотометрического периода, то следует иметь в виду, что он определен по интервалу наблюдений всего лишь в 60 дней, но благодаря тому, что амплитуда изменений блеска звезды была довольно большой, ошибка в определении периода вряд ли могла превышать несколько тысячных дня (более подробно см. в [3]). Таким образом, различие фотометрического и спектрального периодов в 0,026 дня следует считать в основном реальным. Напомним, что у самой BY Dra различие между фотометрическим и спектральным периодами очень большое: фотометрический период равен 3,8 дня (он изменяется на несколько сотых дня), а спектральный 5,981 дня [8]. Возможно, тот факт, что у одной звезды типа BY Dra различие фотометрического и спектрального периодов очень маленькое, а у другой большое, имеет существенное значение для понимания природы звезд типа BY Dra. Однако этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Звезда BD + 30°448 не известна как спектрально-двойная, но в [9] указано на переменность ее лучевой скорости (пределы изменений, к сожалению, не даны). Наши измерения лучевой скорости BD + 30°448 дали следующие результаты:

J. D. 2442 088,246	+18 км/сек	J. D. 2442 383,505	-3 км/сек
119,251	+20	415,410	-29

Поскольку погрешность наших измерений не превышает ± 5 км/сек, можно заключить, что лучевая скорость звезды переменная. Таким образом, звезда является возможной спектрально-двойной. Контур линии H_{α} , представленные на рис. 3, не показывают существенных изменений.

Заканчивая обсуждение результатов наблюдений, отметим еще одну деталь, которой сейчас трудно дать объяснение. На контурах линии H_{α} у FK Com в двух случаях на расстоянии около 18 Å от центра линии заметна какая-то линия поглощения. Она отмечена стрелкой на рис. 1, а и г. Трудно сказать, является ли она сильно смещенным абсорбционным компонентом линии H_{α} или же принадлежит не водороду, а другому химическому элементу.

3. Анализ результатов и заключение

Сам факт наличия эмиссии в водородных линиях (а также в линиях H и K Ca II) указывает, что звезды типа BY Dra окружены газовыми оболочками, температура которых выше температуры обращающегося слоя звезды. Необходимо, однако, исследовать, являются ли эти оболочки сравнительно тонкими, типа солнечной хромосферы, или же протяженными.

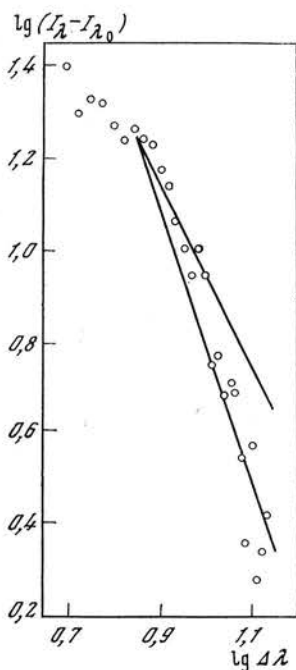


Рис. 5. Зависимость $(I_\lambda - I_{\lambda_0})$ от $(\lambda - \lambda_0)$ (линии H_α) для FK Com

ности эмиссии по мере удаления от центра линии приближается к зависимости $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-3}$. Точки, которые расположены в правом нижнем углу рис. 5, смещены по оси ординат примерно на 0,3 относительно прямой линии, соответствующей зависимости $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-2}$. Это смещение равно приблизительно 3σ , где σ — средняя квадратичная ошибка усредненного по пяти спектрам значения $\lg(I_\lambda - I_{\lambda_0})$. Однако если учесть неуверенность в проведении непрерывного спектра и тот факт, что контур линии испытывает реальные изменения от одной ночи к другой, то степень достоверности полученного результата может оказаться ниже, чем соответствующая 3σ . Особенно важен вопрос о том, правильно ли проведен непрерывный спектр. Используя наши данные, можно было бы показать, что наблюдаемая интенсивность эмиссии ближе следует зависимости $(\lambda - \lambda_0)^{-2}$, чем зависимости $(\lambda - \lambda_0)^{-3}$, если считать, что непрерывный спектр нами проведен систематически выше истинного на 3%. В действительности это вряд ли могло произойти, так как дополнительное рассмотрение регистрограмм не обнаруживает какого-либо источника указанной систематической ошибки. Поэтому мы считаем, что найденная нами зависимость изменения интенсивности эмиссии в крыльях линии $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-3}$ заслуживает внимания и в совокупности с другими данными может быть использована для анализа физических условий в оболочке.

Таким образом, представляется маловероятным, что наблюдаемое распределение эмиссии в далеких крыльях линии H_α у FK Com может быть объяснено механизмом затухания излучения, которому должно было бы соответствовать $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-2}$. Несколько труднее исключить возможность Штарк-эффекта, для которого $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-2,5}$, что ближе к наблюдаемому, чем для затухания. Используя формулы, приведенные в [10], мы сравнили для нескольких значений электронной плотности n_e коэффициент поглощения в крыльях линии H_α , обусловленный

Важную информацию о пространственной и кинематической структуре оболочек рассматриваемых звезд можно, очевидно, получить по контурам линии H_α . Контур особенно широкие у FK Com и BD + 27°4642. У FK Com ширина контура составляет приблизительно 30 Å.

На рис. 5 показано изменение интенсивности эмиссии $I_\lambda - I_{\lambda_0}$ в крыльях линии H_α , выраженной в единицах соседнего непрерывного спектра, в зависимости от расстояния от центра линии $(\lambda - \lambda_0)$ для FK Com. Величина $I_\lambda - I_{\lambda_0}$ есть разность между наблюдаемой интенсивностью I_λ и остаточной интенсивностью I_{λ_0} в абсорбционной линии H_α , которая была определена нами по спектрам стандартной звезды ξ Boo A с учетом наблюдаемой скорости вращения FK Com (при этом мы считали, что H_α -эмиссия у ξ Boo A отсутствует). Верхняя прямая линия на рис. 5 соответствует зависимости $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-2}$, а нижняя — зависимости $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-3}$. Точки были получены осреднением всех приведенных на рис. 1 контуров H_α , за исключением аномального контура, наблюдавшегося у FK Com, а также наложением левой и правой половин каждого контура. Как видно из рис. 5, наблюдаемое изменение интенсивности эмиссии по мере удаления от центра линии приближается к зависимости $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-3}$. Точки, которые расположены в правом нижнем углу рис. 5, смещены по оси ординат примерно на 0,3 относительно прямой линии, соответствующей зависимости $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-2}$. Это смещение равно приблизительно 3σ , где σ — средняя квадратичная ошибка усредненного по пяти спектрам значения $\lg(I_\lambda - I_{\lambda_0})$. Однако если учесть неуверенность в проведении непрерывного спектра и тот факт, что контур линии испытывает реальные изменения от одной ночи к другой, то степень достоверности полученного результата может оказаться ниже, чем соответствующая 3σ . Особенно важен вопрос о том, правильно ли проведен непрерывный спектр. Используя наши данные, можно было бы показать, что наблюдаемая интенсивность эмиссии ближе следует зависимости $(\lambda - \lambda_0)^{-2}$, чем зависимости $(\lambda - \lambda_0)^{-3}$, если считать, что непрерывный спектр нами проведен систематически выше истинного на 3%. В действительности это вряд ли могло произойти, так как дополнительное рассмотрение регистрограмм не обнаруживает какого-либо источника указанной систематической ошибки. Поэтому мы считаем, что найденная нами зависимость изменения интенсивности эмиссии в крыльях линии $(I_\lambda - I_{\lambda_0}) \sim (\lambda - \lambda_0)^{-3}$ заслуживает внимания и в совокупности с другими данными может быть использована для анализа физических условий в оболочке.

затуханием (как вследствие излучения, так и вследствие столкновений) и Штарк-эффектом. При этом мы нашли, что Штарк-эффект становится более существенным, чем затухание, при $n_e > 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, чтобы объяснить наблюдаемое расширение H_α в крыльях линии Штарк-эффектом, такую же плотность следовало бы принять для оболочки FK Com. Однако, как будет показано далее, это противоречит наблюдаемому отношению энергии, излучаемой FK Com в линиях H_α и H_β .

Поскольку статистические механизмы расширения линий H_α для FK Com, по-видимому, неприемлемы, то представляется интерес рассмотреть также расширение линии вследствие движения. Свидетельством того, что причиной расширения H_α может быть вращение, служит ширина контура H_α , которая у изучаемых трех звезд тем больше, чем больше скорость вращения звезды, определенная по линиям поглощения. В [4] были найдены следующие значения скорости вращения: 70 км/сек для FK Com, 30 км/сек для $BD + 27^\circ 4642$ и $\leq 10 \text{ км/сек}$ для $BD + 30^\circ 448$. Им соответствуют ширины H_α -эмиссии: 30 \AA для FK Com, 6 \AA для $BD + 27^\circ 4642$ и 3 \AA для $BD + 30^\circ 448$.

В связи с этим интересно отметить, что у звезды FK Com ширина H_α -эмиссии намного больше, чем ширина линий поглощения металлов, по которым мы производили определение скорости вращения звезды. Таким образом, если считать, что расширение H_α -эмиссии вызвано вращением, то следует заключить, что линейная скорость вращения оболочки значительно больше, чем обрабатываемого слоя звезды. Такое соотношение скоростей является весьма необычным, так как для звезд с оболочками (в основном это Ве-звезды — см. [11, 12]) ранее находили, что линейная скорость вращения максимальна вблизи поверхности звезды, а с удалением от нее убывает, как R^{-1} или как $R^{-1/2}$, где R — расстояние от центра звезды. Приведенный пример FK Com показывает, что для объяснения наблюдаемых контуров H_α -эмиссии у звезд типа ВУ Dra нельзя использовать теоретические модели, рассчитанные ранее для звезд с оболочками.

Обнаруженная у Ве-звезд закономерность вращения оболочек получает естественное объяснение, если предположить, что угловая скорость вращения газовых масс по мере удаления от звезды уменьшается, так как газ сохраняет тот угловой момент, который он имел на поверхности звезды. Однако при наличии магнитного поля это замедление приводит к скручиванию магнитных силовых линий и к возникновению вследствие этого натяжений, препятствующих изменению угловой скорости вращения. Поэтому оболочка, в которой присутствует магнитное поле, может вращаться с постоянной угловой скоростью.

Теория звездного ветра для вращающейся магнитной звезды развита Местелем [13]. В этой теории предполагается, что скорость ветра вблизи поверхности звезды приблизительно равна скорости звука и с ростом расстояния от звезды увеличивается. Местелем показано, что строение оболочки должно быть существенно различным внутри и снаружи критической поверхности S , определяемой условием равенства скорости звездного ветра локальной альвеновской скорости. Поверхность S ограничивает ту часть оболочки, в которой магнитное поле контролирует движение звездного ветра. Поскольку предполагается, что магнитное поле звезды дипольное, то поверхность S соприкасается со звездой вблизи ее полюсов и достигает наибольшего удаления от звезды вблизи экваториальной плоскости. Внутри поверхности S магнитное поле полоидальное и приблизительно дипольное. Угловая скорость вращения оболочки внутри S должна быть постоянной. Снаружи S поле становится радиальным. При наличии быстрого вращения звезды движущей силой звездного ветра является центробежная сила, причем в этом случае, как показано в [13, 14], поверхность S определяется условием равенства скорости вращения и альвеновской скорости. Однако может оказаться так, что еще до достижения этого равенства на некотором расстоянии от звезды внутри S центробеж-

ная сила начнет превышать силу тяжести. Хотя «твердотельное» вращение продолжает соблюдаться вплоть до поверхности С, в этой части оболочки возможен интенсивный выброс вещества.

Применение схемы «твердотельного» вращения к FK Com дает следующее. Будем считать (в соответствии с [3, 4, 15]), что скорость вращения этой звезды на уровне фотосферы $v_0 = 70$ км/сек, ее масса равна солнечной массе и ее радиус $R_{зв} = 8,8 \cdot 10^{10}$ см. Тогда центробежное ускорение v^2/R превышает ускорение силы тяжести GM/R^2 на расстоянии R от центра звезды, равном приблизительно четырем радиусам звезды.

Используя схемы «твердотельного» вращения, мы вычислили контуры эмиссионной линии H_α для двух моделей — сферической оболочки и экваториального диска. Толщина экваториального диска была принята равной удвоенному радиусу звезды (принятое для FK Com значение радиуса указано выше). Угол наклона экваториальной плоскости к лучу зрения в обеих моделях принимался равным нулю. Мы предполагали, что оболочка является оптически тонкой в линии H_α . Внешний радиус в обеих моделях был принят равным 10 радиусам звезды, так как только при этом значении наибольшая линейная скорость вращения в оболочке, равная $10 v_0$, достаточна для того, чтобы объяснить наблюдаемую ширину H_α . Большое различие в полученных нами значениях внешнего радиуса оболочки и того расстояния от центра звезды, на котором центробежное ускорение сравнивается с ускорением силы тяжести, отчасти может быть вызвано некоторой неуверенностью в принятых значениях радиуса звезды и ее массы. Однако выше отмечалось, что теория Местеля допускает сохранение «твердотельного» вращения и в том случае, когда центробежная сила превышает силу тяжести. Поэтому нет оснований считать, что внешний радиус оболочки FK Com не может достигать 10 радиусов звезды.

В случае оптически тонкой оболочки, для которой справедлив закон «твердотельного» вращения, расчет количества энергии $E_\lambda \Delta\lambda$, излучаемой атомами водорода, возбужденными на третий уровень, на длине волны λ в интервале длин волн $\Delta\lambda$ в единицу времени оказывается довольно несложным. Рассмотрим звезду, экваториальная плоскость которой перпендикулярна к картинной плоскости. Нетрудно показать, что в случае «твердотельного» вращения вещество, расположенное вблизи плоскости, перпендикулярной к экваториальной плоскости и направленной вдоль луча зрения, имеет одинаковую лучевую скорость (поскольку средняя скорость тепловых движений значительно меньше, чем скорость вращения, тепловые движения можно не учитывать). Если эта плоскость находится на расстоянии r от центра звезды, то длина волны λ , на которой происходит излучение, может быть найдена из соотношения

$$\lambda = \lambda_0 (1 + v_0 r / c R_{зв}),$$

где λ_0 — длина волны центра линии, c — скорость света, v_0 — скорость вращения звезды на уровне фотосферы и $R_{зв}$ — радиус звезды. Чтобы найти полное число атомов, излучающих на длинах волн от $\lambda - \Delta\lambda/2$ до $\lambda + \Delta\lambda/2$, необходимо произвести интегрирование по объему оболочки V , ограниченному двумя такими плоскостями, отстоящими одна от другой на расстоянии

$$\Delta r = \frac{c R_{зв}}{v_0} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}.$$

В результате получим

$$E_\lambda \Delta\lambda = A_{32} \frac{hc}{\lambda_0} \int n_3 dV,$$

где A_{32} — эйнштейновский коэффициент перехода, h — постоянная Планка, n_3 — число атомов водорода на третьем уровне в 1 см^3 .

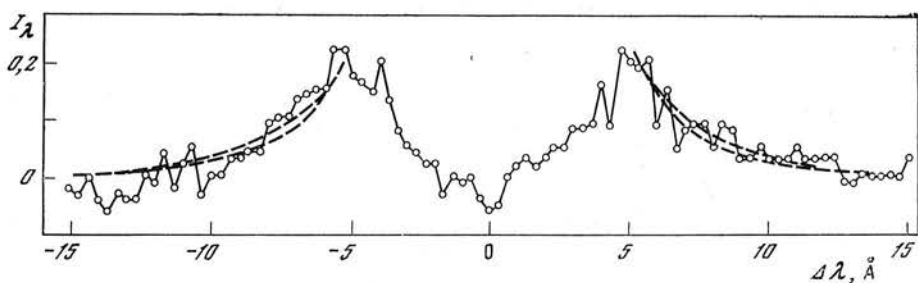


Рис. 6. Сравнение наблюдаемого и вычисленного контуров линии H_{α} для FK Com

Вычисленные контуры показаны прерывистыми линиями, верхняя соответствует сферической оболочке, а нижняя — экваториальному диску

При интегрировании мы принимали, что число атомов на расстоянии R от центра звезды может быть выражено следующим образом через электронную плотность n_{e0} на внутренней границе оболочки:

$$n_3 = b_3 n_e^2 \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \cdot 9 \cdot e^{\frac{\chi_3}{k T_e}},$$

$$n_e R^2 = n_{e0} R_{зв}^2.$$

Входящая в эти выражения величина b_3 — множитель Мензела, χ_3 — энергия связи для 3-го уровня водорода, остальные обозначения обычные.

При выводе второго выражения (зависимость электронной плотности от расстояния) предполагается, что степень ионизации водорода постоянна для различных R и что оболочка движется в радиальных направлениях с постоянной скоростью. Вопрос о радиальных движениях будет рассмотрен в конце статьи. Здесь нужно сказать, что предположение о постоянной скорости этих движений сильно упрощает существующее положение, но, по-видимому, оно все же допустимо при анализе средних характеристик оболочки (см. также заключения о распределении плотности в оболочке магнитной звезды в [13]). Необходимо отметить, что конкретный механизм, приводящий к ионизации водорода в оболочке FK Com, в настоящее время не известен, но можно считать, что он сходен с тем, который действует в солнечной хромосфере.

Поскольку наблюдаемый контур H_{α} был выражен в единицах интенсивности соседнего непрерывного спектра, то для того, чтобы сравнить вычисленные контуры с наблюдаемым, необходимо было найти полную энергию $E_0(H_{\alpha})$, излучаемую FK Com в единицу времени в единичном интервале длин волн вблизи линии H_{α} . Приняв для температуры излучения FK Com значение 5000°K и для ее радиуса $8,8 \cdot 10^{10} \text{ см}$, мы нашли, что $E_0(H_{\alpha}) = 3,8 \cdot 10^{29} \text{ эрг/сек}$.

Для вычисленных нами контуров H_{α} , как в случае сферической оболочки, так и экваториального диска, изменение E_{λ} в крыльях линии приблизительно следует зависимости $(\lambda - \lambda_0)^{-3}$, что согласуется с наблюдениями. Однако вблизи центра линии вычисленные контуры не согласуются с наблюдаемыми. Исходя из этого, можно предположить, что во внутренней части оболочки (в которой возникает центральная часть контура H_{α}) оптическая толщина в линии H_{α} больше единицы, но начиная с некоторого расстояния R оболочка становится оптически тонкой. Сравнение вычисленных контуров с наблюдаемыми показано на рис. 6. В качестве наблюдаемого принят контур, полученный по спектрограмме от 23—24.II 1975 г., который имеет примерно равные по интенсивности коротковолновую и длинноволновую компоненты. Теоретические контуры были рассчитаны в двух предположениях относительно механизма засе-

ления третьего уровня: 1) ионизация с основного уровня с последующими рекомбинациями; 2) ионизация и возбуждение различных энергетических уровней электронным ударом. В обоих случаях предполагалось, что оболочка непрозрачна в линиях серии Лаймана. Соответствующие значения множителя b_3 были взяты из [16, 17] для электронных температур T_e 10^4 и $2 \cdot 10^4$ К. Значения электронной плотности n_{e0} были подобраны путем наилучшего совмещения соответствующих им теоретических контуров с наблюдаемыми. Они приведены в четвертом столбце таблицы.

Гипотеза	Механизм заселения третьего уровня	T_e , К	n_{e0} , $с.м^{-3}$	$n_e(3,5R_{зв})$, $с.м^{-3}$
Сферическая оболочка	Рекомбинации	10^4	$5,3 \cdot 10^{10}$	$4,3 \cdot 10^9$
	Электронный удар	$2 \cdot 10^4$	$7,2 \cdot 10^{10}$	$5,8 \cdot 10^9$
Экваториальный диск	Рекомбинации	10^4	$1,2 \cdot 10^{10}$	$9,7 \cdot 10^8$
		$2 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^9$
	Электронный удар	10^4	$9,6 \cdot 10^{10}$	$7,9 \cdot 10^9$
		$2 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^{10}$
		10^4	$2,2 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^9$
		$2 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^{10}$	$3,8 \cdot 10^9$

Выше мы отмечали, что вследствие больших центробежных ускорений, возникающих при «твердотельном» вращении, в использованных моделях начиная с расстояний порядка четырех радиусов звезды становится возможным радиальный выброс вещества в оболочке. С другой стороны, сравнение контуров линии H_α , вычисленных в предположении «твердотельного» вращения, с наблюдаемыми оказалось возможным тоже для расстояний порядка трех-четырёх радиусов звезды. Таким образом, можно считать, что использованные модели представляют те области оболочки, которые неустойчивы в радиальном направлении.

По определению модели, электронная плотность на расстоянии R равна

$$n_e(R) = n_{e0} R_{зв}^2 / R^2.$$

В последнем столбце таблицы приведены значения электронной плотности на расстоянии $R = 3,5 R_{зв}$, которому на контуре линии H_α соответствует расстояние от центра линии $\lambda - \lambda_0 = \pm 5,36 \text{ \AA}$ (т. е. начальные точки вычисленных контуров).

Полученные значения n_e дают возможность оценить напряженность магнитного поля в оболочке и на поверхности ФК Сол. По соображениям, изложенным выше, в той части оболочки ФК Сол, для которой нами определена электронная плотность, преобладающая роль должна принадлежать центробежной силе, что дает возможность предположить, что магнитное поле в ней направлено радиально. Поэтому для оценки напряженности магнитного поля H мы используем известное соотношение

$$\frac{H^2}{8\pi} = \frac{1}{2} \rho v^2,$$

где ρ — плотность вещества, v — скорость вращения.

Для того чтобы найти плотность вещества, необходимо знать, чему равно n_1 — число нейтральных атомов водорода и n_i — число его ионов в 1 см^3 , так как с достаточной точностью

$$\rho = (n_1 + n_i) m_H,$$

где m_H — масса водородного атома. При нахождении ρ мы считали, что $n_i = n_e$, а n_1 определяли в соответствии с принятыми механизмами заселения 3-го уровня водорода. Однако при применении рекомбинационного

механизма причина ионизации атомов водорода предполагается неизвестной и, следовательно, степень ионизации определить невозможно. Мы произвольно приняли, что степень ионизации в данном случае составляет 100%. Для заселения уровней и ионизации электронным ударом степень ионизации согласно [17] зависит только от электронной температуры, и приведенные в [17] численные данные позволили нам перейти от n_e к $(n_1 + n_i)$. В результате мы нашли, что для значений n_e ($3,5 R_{зв}$), содержащихся в таблице, значения $n_1 + n_i$ заключены в пределах от $4,3 \cdot 10^9$ до $8,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а соответствующие им значения плотности ρ от $6,2 \cdot 10^{-15}$ до $1,5 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3$. Принимая эти значения плотности и полагая $v = 245 \text{ км/сек}$ (что соответствует расстоянию $R = 3,5 R_{зв}$), с помощью приведенного соотношения мы получили H в пределах от 7 до 100 $гс$.

Поскольку для квазирадиального магнитного поля напряженность обратно пропорциональна квадрату радиуса, то экстраполяция найденных значений напряженности к поверхности звезды дает значения $H_{зв}$ в пределах $10^2 - 10^3 \text{ гс}$. Следует отметить, что во внутренней части оболочки конфигурация магнитного поля может быть квазидипольной. Однако ввиду сравнительно небольшого изменения радиуса, в пределах которого производится экстраполяция, это, по-видимому, не изменит существенно порядок величины напряженности на поверхности звезды. Найденная напряженность, таким образом, не является неприемлемо большой. Наши заключения указывают на желательность непосредственного измерения магнитного поля FK Com. Следует отметить, что у другой звезды типа ВУ Dra недавно было обнаружено поле порядка 100 $гс$ [18].

Что касается двух других рассматриваемых здесь звезд, BD +27°4642 и BD +30°448, то применение к ним предположения о «твердотельном» вращении позволяет сделать такие заключения. Радиусы оболочек у обеих звезд, оцененные по ширине контура H_α , по-видимому, не превышают пяти радиусов звезд. Поскольку скорости вращения оболочек у этих звезд значительно меньше, чем у FK Com, сила тяжести в них всюду должна быть больше центробежной силы.

Рассмотрим теперь отношение полных энергий, излучаемых оболочкой FK Com в линиях H_α и H_β . Как известно, величина этого отношения (бальмеровский декремент) позволяет наложить некоторые ограничения на возможные условия возникновения эмиссионных линий водорода. Мы определим полные энергии, излучаемые оболочкой в линиях H_α и H_β , как

$$E(H_\alpha) = E_0(H_\alpha) \int (I_\lambda - I_{\lambda_0}) d\lambda,$$

$$E(H_\beta) = E_0(H_\beta) \int (I_\lambda - I_{\lambda_0}) d\lambda,$$

где $E_0(H_\alpha)$, $E_0(H_\beta)$ — энергии, излучаемые звездой в непрерывном спектре в единицу времени в интервале 1 \AA вблизи H_α и H_β ; I_λ — наблюдаемая интенсивность в линии, I_{λ_0} — остаточная интенсивность «подложки», выраженные в единицах интенсивности непрерывного спектра. Величину отношения $E_0(H_\alpha)/E_0(H_\beta)$, знание которой необходимо для того, чтобы определить $E(H_\alpha)/E(H_\beta)$, мы нашли, предполагая, что распределение энергии в непрерывном спектре FK Com планковское с температурой 5000 К. Полученное в результате отношение $E(H_\alpha)/E(H_\beta) \approx 5$, но с учетом ошибок его определения оно может быть заключено в пределах приблизительно от 2,5 до 10.

В [19] вычислено отношение $E(H_\alpha)/E(H_\beta)$ для случая заселения уровней водородного атома электронным ударом в движущейся среде, характеризующейся различной степенью непрозрачности в H_α и H_β . Согласно [19] это отношение зависит от электронной температуры T_e , электронной плотности n_e и от вероятности β_{21}^0 выхода L_α -кванта из среды. Поэтому из сопоставления наблюдаемого $E(H_\alpha)/E(H_\beta)$ с вычисленным для каждой

из перечисленных величин получаются довольно широкие пределы ее возможных изменений. Тем не менее такое сравнение все же дает возможность сделать некоторые заключения, представляющие интерес для данного исследования.

Вычисленные отношения $E(H_\alpha)/E(H_\beta)$ для $T_e > 2 \cdot 10^4$ К в нашем случае, по-видимому, неприменимы, так как эмиссионные линии He I и He II в исследованных нами спектрах отсутствуют. Кроме того, согласно [19] отношение $E(H_\alpha)/E(H_\beta)$ довольно слабо зависит от электронной температуры, и поэтому мы ограничились только одним значением $T_e = 10^4$ К. Таким образом, для каждого значения n_e в пределах от 10^8 до 10^{14} см⁻³ мы выбрали из табл. 2 в [19] все значения β_{21}^0 , для которых вычисленное $E(H_\alpha)/E(H_\beta)$ согласуется с наблюдаемым, с учетом возможных ошибок определения последнего. Для этих значений β_{21}^0 были вычислены согласно данным табл. 2 в [19] значения n_1 — числа атомов водорода в 1 см⁻³, находящихся на первом уровне. Используя величины n_1 и сделав некоторые предположения относительно скоростей макроскопических радиальных движений в оболочке FK Com и о протяженности оболочки, мы вычислили соответствующие им вероятности выхода L α -кванта из среды и сравнили их с табличными. В результате этого сравнения были существенно ограничены пределы, в которых могут быть заключены β_{21}^0 и n_e .

Согласно [10] вероятность выхода L α -кванта из среды определяется следующим выражением:

$$\beta_{21}^0 = \frac{1}{2un_1k_{v_0}} \frac{dv}{ds},$$

где u — средняя тепловая скорость атомов, k_{v_0} — коэффициент поглощения в центре линии L α , рассчитанный на один такой атом, dv/ds — средний градиент скорости макроскопических движений. При этом предполагается, что контур линии L α прямоугольный с шириной $2\Delta v_D = 2 \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. Что касается градиента dv/ds , то поскольку мы предполагаем наличие «твердотельного» вращения, в нашем случае он определяется только скоростями макроскопических радиальных движений.

Исходя из приведенного выше выражения, мы вычислили значения β_{21}^0 . Скорость макроскопических движений мы принимали в пределах от $\sqrt{kT/m}$ (звуковая скорость) до $10 \sqrt{kT/m}$, а радиус оболочки от 0,1 до $10 R_{зв}$. Соответствующие им значения вероятности выхода L α -кванта удовлетворяют неравенству $\beta_{21}^0 \leq 10^{-8}$, а электронная плотность заключена в пределах от 10^{10} до 10^{12} см⁻³. Отметим, что эти значения электронной плотности в общем не противоречат тому, что было получено нами в предположении, что радиус оболочки FK Com равен приблизительно 10 радиусам звезды и что внешние слои оболочки прозрачны для излучения в H α .

Следует также отметить, что вычисления, проведенные согласно [19], показывают, что при плотности $n_e = 10^{13}$ см⁻³, при которой, как было сказано, начинает действовать Штарк-эффект, отношение потока в H α к потоку в H β настолько мало, что оно никак не может быть согласовано с наблюдаемым. Это подтверждает сделанное выше заключение, что Штарк-эффектом вряд ли можно объяснить наблюдаемые контуры H α у FK Com.

Необходимо рассмотреть подробнее наблюдаемые изменения контура линии H α у FK Com и BD + 27°4642. Особенно сильное изменение контура наблюдалось у FK Com в ночь 15—16.II 1974 г. В целом этот контур (см. рис. 1, δ) очень похож на контуры H α , полученные для некоторых звезд типа T Tau [20], — пересекающая широкую эмиссионную линию абсорбционная деталь смещена в сторону коротких длин волн. Как по-

лагают Кухи и Хербиг [20, 21], такой контур свидетельствует об истечении вещества из звезды, причем скорость истечения должна быть не меньше, чем та, которая соответствует наблюдаемому смещению абсорбционной детали. Для контура 15—16. II 1974 г. у FK Com эта скорость, как было отмечено выше, составляет приблизительно 100 км/сек.

Тот факт, что необычный контур H_{α} обнаружен лишь на одной из 15 полученных нами спектрограмм FK Com, указывает на редкость нестационарных процессов, приводящих к такому контуру. Однако выше мы отмечали небольшие изменения контура, происходящие у FK Com от одной ночи к другой и выражающиеся в основном в изменениях относительных максимальных интенсивностей левого и правого крыльев. Нечто подобное можно заметить также и в изменениях контура H_{α} у BD + 27° 4642 (см. рис. 2). Необходимо подчеркнуть, что лучевая скорость, соответствующая сдвигу абсорбционной детали, на всех контурах, кроме контура у FK Com 15—16. II 1974 г., не превышает 10—20 км/сек. В [22] указана принципиальная возможность объяснения контуров, представляющих асимметричную эмиссионную водородную линию, имеющую абсорбционный провал вблизи ее центра. Согласно [22] абсорбционный провал вызван самопоглощением в линии, а асимметрия — дифференциальными движениями в среде, в которой возникает линия.

Сделанные заключения о наблюдаемых особенностях контура линии H_{α} у рассматриваемых звезд, особенно у FK Com, позволяют также предположить, что эти звезды испытывают значительную потерю масс. Основываясь на изложенном, мы можем считать, что у FK Com происходит истечение вещества из внутренних частей оболочки с последующим его рассеянием под действием центробежной силы. Скорость истечения внутри оболочки, насколько можно судить по контуру H_{α} , обычно невелика и не превышает 10—20 км/сек. Изредка скорость истечения может быть порядка 100 км/сек, как это показывает контур H_{α} , наблюдавшийся у FK Com 15—16. II 1974 г. Но иногда расширение оболочки может сменяться сжатием, как можно предположить на основании того, что на некоторых наблюдавшихся контурах коротковолновая составляющая эмиссии сильнее, чем длинноволновая. Среднюю величину потери массы у FK Com можно оценить с помощью следующего соотношения:

$$dm/dt = 4\pi R_{об}^2 \rho v_{истеч},$$

где $R_{об}$ — радиус внутренней части оболочки, ρ — плотность вещества, $v_{истеч}$ — скорость истечения. Принимая значения $R_{об} = 3,1 \cdot 10^{11}$ см (что соответствует 3,5 радиуса FK Com), значение ρ в пределах 10^{-14} — 10^{-12} г/см³ (см. выше) и $v_{истеч} = 10$ км/сек, мы получим dm/dt в пределах 10^{18} — 10^{20} г/сек, или 10^{-8} — 10^{-6} солнечной массы в год. Эта оценка очень близка к оценке потери массы звездами типа Т Тау, полученной Кухи [20].

4. Краткие выводы

Изучение контуров эмиссионной линии H_{α} в спектрах трех звезд типа ВУ Дра показывает, что ширина контура тем больше, чем больше скорость вращения звезды. Это дает возможность предположить, что основной причиной расширения контура является вращение оболочек, в которых возникает H_{α} -эмиссия. Наиболее адекватна схема «твердотельного» вращения, так как для объяснения очень широких крыльев H_{α} у FK Com необходимо считать, что скорость вращения оболочки намного превышает скорость вращения звезды. Крылья H_{α} в спектре FK Com вряд ли можно объяснить затуханием излучения или Штарк-эффектом, так как наблюдаемое уменьшение интенсивности с длиной волны более крутое, чем для этих двух механизмов расширения линии. Радиусы оболочек, оцененные

в предположении «твердотельного» вращения, в 5—10 раз превышают радиусы звезд.

Наиболее подробно свойства оболочки нами рассмотрены только для одной из звезд, а именно FK Com. Для электронной плотности во внутренней части оболочки, вблизи звезды, двумя различными способами получены значения порядка 10^{11} см⁻³. Во внешних частях оболочки, радиус которых превышает $3,5R_{зв} = 3,1 \cdot 10^{11}$ см, плотность должна быть меньше этого значения, так как в них центробежное ускорение сравнивается с ускорением силы тяжести и становится даже больше.

Предполагаемое для рассматриваемых звезд «твердотельное» вращение должно поддерживаться магнитным полем, так как известно, что при отсутствии магнитного поля угловая скорость вращения масс газа, выброшенных из звезды, должна уменьшаться по мере удаления от звезды вследствие сохранения их углового момента. В предположении, что магнитное поле во внешних частях оболочки FK Com квазирадиальное, мы нашли, что его напряженность должна быть порядка 10^4 — 10^2 гс. С помощью экстраполяции этих значений нами получены значения напряженности магнитного поля на поверхности звезды порядка 10^2 — 10^3 гс.

На основе наблюдаемых изменений контура H_{α} у FK Com и BD + 27°4642 нами оценены скорости истечения вещества из этих звезд и величина потери массы. Во внутренней части оболочек скорости истечения обычно не превышают 10—20 км/сек. Иногда расширение оболочки может сменяться сжатием. Однако в редких случаях, как показывает контур H_{α} у FK Com, наблюдавшийся лишь на одной из 15 спектрограмм, скорость истечения может достигать 100 км/сек. По нашим оценкам, потеря массы может составлять 10^{-8} — 10^{-6} солнечной массы в год.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику А. Б. Северному, А. А. Боярчуку и В. П. Гринину за критические замечания и полезные советы.

Май 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 3.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 3.
3. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, 89.
4. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 85.
5. J. F. Heard. Publ. David Dunlap Obs., 1956, 2, N 4.
6. R. F. Sanford. Astrophys. J., 1921, 53, 201.
7. I. Halliday. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1952, 46, 103.
8. W. Krzeminski. Low Luminosity Stars. S. S. Kumar (Ed.). N. Y., Gordon and Breach, 1969, p. 57.
9. W. Gliese. Veroff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg, 1969, N 22.
10. В. В. Соболев. Курс теоретической астрофизики. М., «Наука», 1967.
11. D. N. Limber. Astrophys. J., 1969, 157, 785.
12. J. M. Marlborough. Astrophys. J., 1969, 156, 135.
13. L. Mestel. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1968, 138, 359.
14. L. Mestel. Mem. Soc. roy. sci. Liege, 1970, 19, 167.
15. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 56.
16. J. Baker, D. Menzel. Astrophys. J., 1938, 88, 52.
17. R. A. R. Parker. Astrophys. J., 1964, 139, 208.
18. A. Merchant-Boesgaard, D. Chesley. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1975, 87, 353.
19. Р. Е. Гершберг, Э. Э. Шполь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 122.
20. L. V. Kubi. Astrophys. J., 1964, 140, 1409.
21. G. H. Herbig. Advances in Astronomy and Astrophysics, v. 1. Z. Kopal (Ed.). N.Y., London, Acad. Press., 1962, p. 47.
22. В. П. Гринин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 65.

**ТЕСНЫЕ ДВОЙНЫЕ СИСТЕМЫ
РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ
КАК ВОЗМОЖНЫЕ КАНДИДАТЫ
В РЕНТГЕНОВСКИЕ ИСТОЧНИКИ.
I. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ X ПЕРСЕЯ**

Т. С. Галкина

Проведен анализ спектра тесной двойной системы X Персея по спектрограммам, полученным с дисперсией 33—36 Å/мм в 1974/1975 гг. Сопоставление контуров линий водорода и гелия, наблюдаемых в 1962—1963 гг. [6], 1972 г. [5] и 1974—1975 гг., показало большие изменения, происшедшие в линейчатом спектре. Обнаружены узкие эмиссионные компоненты в линии $\lambda 4686$ He II на некоторых спектрограммах. Оценен спектральный класс главного компонента B0—B0.2ep. Определены лучевые скорости по V и R эмиссионным компонентам и абсорбции линии H_{α} , по широким линиям поглощения водорода и линиям He I, а также скорость вращения звезды $v \sin i = 306 \pm 6$ км/сек.

THE CLOSE BINARY SYSTEMS OF THE EARLY SPECTRAL TYPE AS THE COUNTERPARTS OF THE X-RAY SOURCES. I. The Spectroscopic Observations of X Persei = 2U 0352 + 30, by T. S. Galkina.— The spectrum of the close binary system X Persei is analysed on the basis of 30 spectrograms with the dispersions of 33—36 Å/mm in the regions H_{α} and $\lambda\lambda 4900—3650$ Å obtained from November 1974 to March 1975 and in February 1976.

The shapes of lines H I, He I, He II, Si IV observed in 1962/1963 [6], 1972 [5] and 1974—1975 were compared. Great variations in the spectrum lines were revealed. From 1962 to 1974 the emission lines H_{α} , H_{β} , H_{γ} and He I lines has weakened appreciably. The sharp emission components of the line $\lambda 4686$ He II were found at some observations. The spectral type of the primary component may be estimated as being B0—B0.2ep. The radial velocity measurements from V and R emission components and sharp absorption of line H_{α} and from broad Balmer absorption and He I lines are given. The star rotation velocity have been estimated as $v \sin i = 306 \pm 6$ km/sec.

В настоящее время известны шесть двойных систем, в которых один компонент — нормальная звезда, другой — компактный объект, являющийся рентгеновским источником.

Исследования тесных двойных систем, уверенно отождествленных с рентгеновскими источниками, таких, как HZ Her, Cyg X-1, Cyg X-2, Cen X-3, выполненные к настоящему времени методами оптической астрономии, дали возможность получить уже много характеристик, позволяющих понять природу этих объектов. Но нужны, конечно, еще новые ряды наблюдений.

Представляется интересным исследовать в оптическом диапазоне фотометрически и спектроскопически другие тесные двойные системы, уже заподозренные как рентгеновские источники (например, X Per, θ^2 Ori),

а также те, которые могут быть связаны с рентгеновскими источниками на основании предположений, изложенных Сутато [1].

В программу наших исследований тесных двойных систем как возможных кандидатов в рентгеновские источники включены: X Per, θ^2 Ori и несколько систем из списка Тримбл [2]. В последнем собраны тесные двойные системы с одиночными линиями, которые напоминают известные двойные с рентгеновскими источниками по следующим свойствам: главный компонент имеет ранний спектральный класс OB, уже проэволюционировавший, с периодом короче 20 дней, с отношением масс компонентов меньше 0,3.

Данные о системах, выбранных нами для исследования, приведены в табл. 1. В таблице приведены название звезды и идентификация с рентгеновским источником, орбитальный период, видимая величина, спектральный тип, предполагаемая масса главного компонента, наблюдаемая функция масс, вычисленное отношение масс компонентов и отношение звездного (оптического) потока к рентгеновскому.

Таблица 1

Исследуемые звезды

Звезда и идентификация с X-источником	Период (орбитальный)	m_V	Спектр	$M_{\text{опт. ком}} (M_{\odot})$	$f (M)$	M_2/M_1	$\frac{F_{\text{зв}}}{F_X(2-10 \text{ кэВ})}$
θ^2 Ori A	$20^d, 9658$						
2U 0525	$\pm 0,002$	$4^m, 5$	O9,5 V	20 *			
X Per		6,0—		4,5 I **			
2U 0352+30	580,7	—6,8	B0e	25,4 II	18,2	~5	~ 10^5
HD 206267							
Сер X-4	3,7	5,62	O6 f (nk)	35 *	0,115	0,21	
112 Her	5,7	5,20	B9II—III	12 *	0,0036	0,081	
π^4 Ori	?	3,67	B2 III	28 *	0,0169	0,103	

* Масса, предполагаемая по спектральному классу.

** Масса вычисленная.

Ниже приводятся некоторые результаты анализа спектра системы X Per, первого кандидата в рентгеновские источники. X Per отождествляется с рентгеновским источником 2U 0352 + 30 [3]. На протяжении свыше 50 лет X Per была известна как неправильная переменная звезда спектрального класса Ope, или B0e. Наблюдения ее на протяжении многих лет были спорадическими. Согласно каталогу OKPЗ [4] ее блеск $m_V = 6^m, 0 \div 6^m, 6$, спектральный тип Ope. Обнаружение вблизи нее слабого рентгеновского источника заставило предположить, что X Per связана с ним. Рентгеновская светимость этого источника невелика, примерно 10^{33} эрг/сек, что на несколько порядков меньше, чем энергия других известных рентгеновских источников, и составляет всего 10^{-5} от общей светимости звезды. Влияние рентгеновского излучения на оптический диапазон, по-видимому, не такое большое, как в других двойных с рентгеновскими источниками. Тем не менее это открытие привлекло внимание астрономов к X Per. В последние 3—4 года она подвергается тщательному исследованию как спектрально, так и фотометрически.

Спектральные наблюдения X Per в последние годы (с 1972 г.) начались с поисков признаков двойственности. Хатчингс и Крамптон [5], анализируя все доступные данные, нашли, что лучевая скорость X Per изменяется периодически. В предположении круговой орбиты из измерений широких абсорбционных линий водорода они нашли период изменения v_r равным $580,7 \pm 0,4$ дня, амплитуду ± 66 км/сек, среднюю скорость

$v_0 = -51$ км/сек. Наблюденная полуамплитуда и период дают очень большую функцию масс, $f(M) = 18,2 \pm 3,5 M_\odot$. Эмиссионные компоненты, в основном V-фиолетовый компонент водородных линий, показывают кривую лучевой скорости, по заключению Хатчингса и Крамптона, в противоположной фазе с кривой v_r , по широким абсорбционным линиям водорода и со значительно меньшей амплитудой, равной ± 13 км/сек.

Таблица 2

Данные наблюдений

Дата	J. D. 2442000+	Область спектра, Å	n	Сорт пластинок
11/18.XI г. 1974 г.	369,4	3650—4900	4	103AO
	369,5	5700—7000	1	103aF
18/19.XI	370,4	3650—4900	2	103AO
	370,45	H $_{\alpha}$	1	103aF
20/21.XI	372,6	3700—4800	1	103AO
25/27.XI	377,4	5700—7000	1	103aF
8/9.XII	390,45	3700—4800	2	103AO
2/3.I 1975 г.	415,3	5700—7000	1	103aF
3/4.I	416,3	5700—7000	1	103aF
16/17.I	429,3	5700—7000	1	103aF
	429,3	3650—H $_{\beta}$	1	103AO
18/19.II	462,3	H $_{\alpha}$	1	103aF
24/25.II	468,3	5000—7000	1	103aF
	468,3	3700—H $_{\beta}$	1	103AO
25/26.II	469,3	H $_{\alpha}$	1	103aF
6/7.III	478,3	H $_{\alpha}$	1	103aF
12/13.III	484,2	3700—4800	2	103AO
17/18.III	489,2	3650—H $_{\beta}$	1	103AO
3/4.II 1976 г.	812 *	3650—H $_{\beta}$	2	103AO
4/5.II	813 *	3650—H $_{\beta}$	2	103AO
15/16.II	824 *	3650—H $_{\beta}$	1	103AO
18/19.II	827 *	3650—H $_{\beta}$	1	103AO

* Наблюдения в эти даты использованы только для сравнения контуров линий.

Наблюдения X Per мы начали осенью 1974 г. на 50" рефлекторе с дифракционным спектрографом, с дисперсией 33—36 Å/мм, в областях спектра $\lambda 3600$ — $\lambda 4950$ Å и H $_{\alpha}$. Наблюдения в сезон 1974/75 гг. охватывают сравнительно небольшую часть 580-дневного периода. Данные наблюдений приведены в табл. 2 (n — число спектрограмм).

Нами были измерены лучевые скорости по эмиссионным V- и R-компонентам и по абсорбции в линии H $_{\alpha}$, по широким абсорбционным линиям водорода (H $_{\gamma}$ —H $_{11}$) и по эмиссионным компонентам в линиях водорода, по абсорбционным линиям He I $\lambda 4026$, $\lambda 3820$, а также по эмиссионным компонентам линий He I и линии He II $\lambda 4686$. Результаты измерений v_r приведены в табл. 3 и 4. Во втором столбце табл. 3 указана фаза в долях периода, определенного в [5], в 3—5-м столбцах — значения v_r из измерений соответственно: широким абсорбционным линиям водорода, линий поглощения He I $\lambda 3820$, $\lambda 4026$ и межзвездных линий H и K Ca II; в 6—10-м столбцах — значения лучевой скорости из измерений: V-компонентов эмиссионных линий H $_{\beta}$, H $_{\gamma}$; V- и R-компонентов линий He I $\lambda 4471$ и V- и R-компонентов линий He II $\lambda 4686$ соответственно. Ошибка измерения звездных линий составляет ± 15 км/сек. В табл. 4 — оценки лучевой скорости по эмиссионным V- и R-компонентам и абсорбции линии H $_{\alpha}$ с ошибкой ± 10 км/сек.

Оценки лучевой скорости X Персея по измерениям широких линий поглощения водорода, линий поглощения He I, H и K Ca II и по эмиссионным компонентам линий H I (H_{β} , H_{γ}), $\lambda 4471$ He I, $\lambda 686$ He II

Дата	Фаза* (в долях P)	v_r , км/сек (по абс. комп.)			v_r , км/сек (по эмисс. комп.)				
		H I	He I	H и K Ca II	$V_{\text{комп}}$ (H_{β} , H_{γ})	$\lambda 4471$		$\lambda 686$	
						V	R	V	R
17/18.XI 1974 г.	0,487	+44	-3	+1	-118	-287	+322	-347	+338
18/19.XI	0,49	-3	-53	+10	-116	-355	+307	-138	+190
20/21.XI	0,495	-20	-73	-	-	-	-	-344	+31:
8/9.XII	0,52	-	-	-	-123	-	+264	-325	-
16/17.I 1975 г.	0,59	-45	-8	+2	-92	-142	+300	-	-
17/18.II	0,635	-35	-17	+24:	-	-	-	-	-
18/19.II	0,64	-	-	-	-	-	-	-406	+168
								-61	-
24/25.II	0,655	-36	+8	+2	-111	-	-	-	-
12/13.III	0,68	-	+56	-	-	-170	+149	-	-
17/18.III	0,69	+11	-13	+38	-	-	-	-	-

* Фазы подсчитаны по элементам Крамптона и Хатчингса [5].

Таблица 4

Оценка лучевой скорости по эмиссионным (V и R) компонентам и абсорбционному ядру линии H_{α}

Дата	Фаза (в долях P)	v_r , км/сек			Дата	Фаза (в долях P)	v_r , км/сек		
		V	абс.	R			V	абс.	R
17/18.XI 1974 г.	0,487	-103	-32	+35	16/17.I	0,59	-85	-21	+38
18/19.XI	0,49	-108	-48	+26	21/22.I	0,65	-107:	-29	+46
25/26.XI	0,50	-115	-37	+36	24/25.II	0,65	-68,5	-11	+60
2/3.I 1975 г.	0,56	-87	-20	+40	25/26.II	0,66	-88	-25	+56
3/4.I	0,56	-106:	-35:	+25	6/7.III	0,67	-72	-10	+84

На рис. 1 нанесены оценки v_r за период наблюдений с 17.XI 1974 г. по 17.III 1975 г., полученные из измерений разных линий. Из рисунка можно видеть, что оценки v_r по эмиссионным V- и R-компонентам и по абсорбционному ядру линии H_{α} имеют примерно одинаковый ход со временем в данном интервале наблюдений. Лучевая скорость изменялась от -110 до -70 км/сек, от $+30$ до $+70$ и от -50 до -10 км/сек по V-, R-компонентам и абсорбции линий H_{α} соответственно. Значения v_r , полученные по широким линиям водорода и линиям He I, показывают большой разброс (большие колебания) вокруг среднего значения v_r , полученного из измерений абсорбционного ядра в линии H_{α} . В колебаниях v_r по линиям He I можно усмотреть примерно такой же ход, как и у v_r , найденных из измерений абсорбционного ядра, но с большим разбросом.

На рис. 2 показаны кривые лучевой скорости, построенные нами по данным Хатчингса и Крамптона [5]. Сюда же нанесены наши измерения v_r , для которых фазы вычислены согласно данным [5].

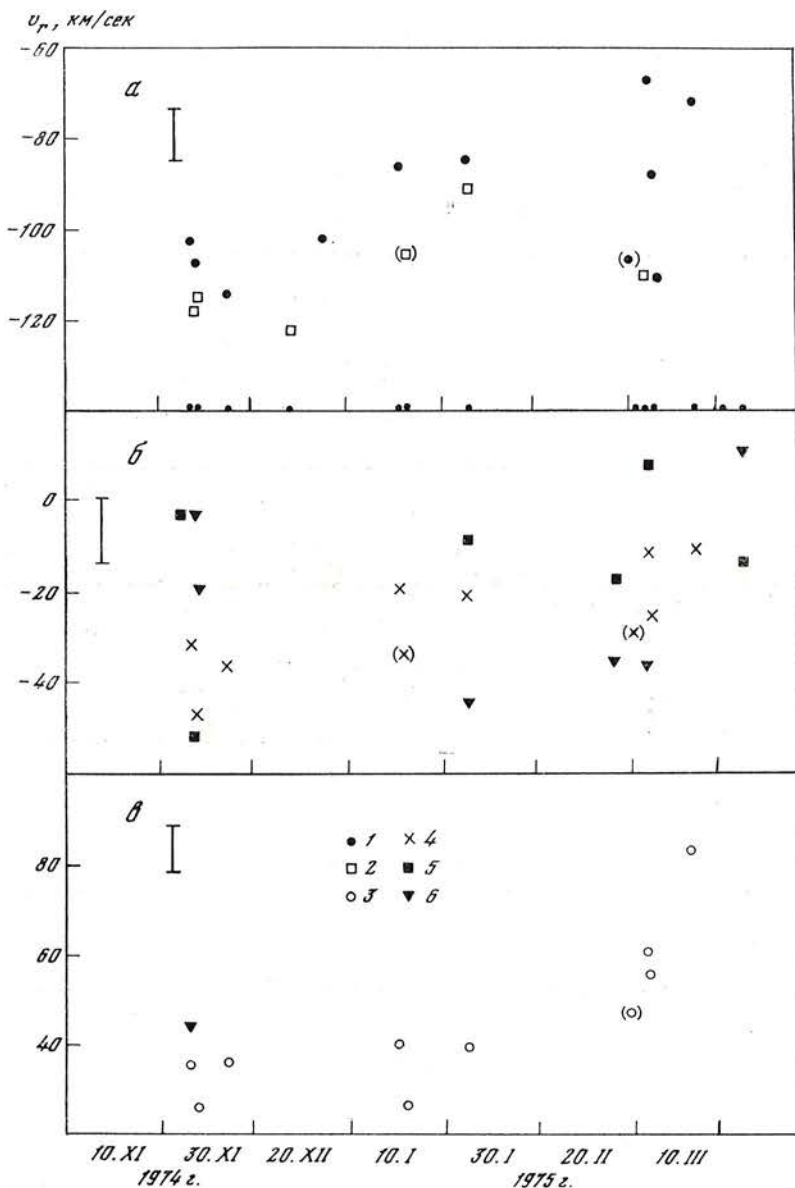


Рис. 1. Лучевые скорости X Персея за период наблюдений с 17.XI 1974 г. по 17.III 1975 г.

1 — полученные по V-эмиссионному компоненту линий H_{α} ; 2 — среднее из H_{β} , H_{γ} ; 3 — по R-эмиссионному компоненту H_{α} ; 4 — по узкому абсорбционному ядру линии H_{α} ; 5 — по линиям поглощения He I ($\lambda 4026$, $\lambda 3820$); 6 — по широким абсорбционным линиям водорода. Вертикальными черточками показаны ошибки измерений

Наши наблюдения, как видно из рисунка, приходится на фазы $0^P, 48-0^P, 69$, которые не представлены наблюдениями у Хатчингса и Крамптона. Здесь также легко видеть, что наши оценки v_r из измерений широких абсорбционных линий водорода ложатся выше измерений авторов [5]. Для эмиссионных V-и R-компонент наши оценки отличаются примерно на такую же величину, но в противоположную сторону.

Реально ли это различие? Возможно, здесь дело в нуль-пункте. Если различие реально, то встает вопрос о правильности периода 580,7 дня. Мы пробовали подобрать другой период. Половинный период (290 дней)

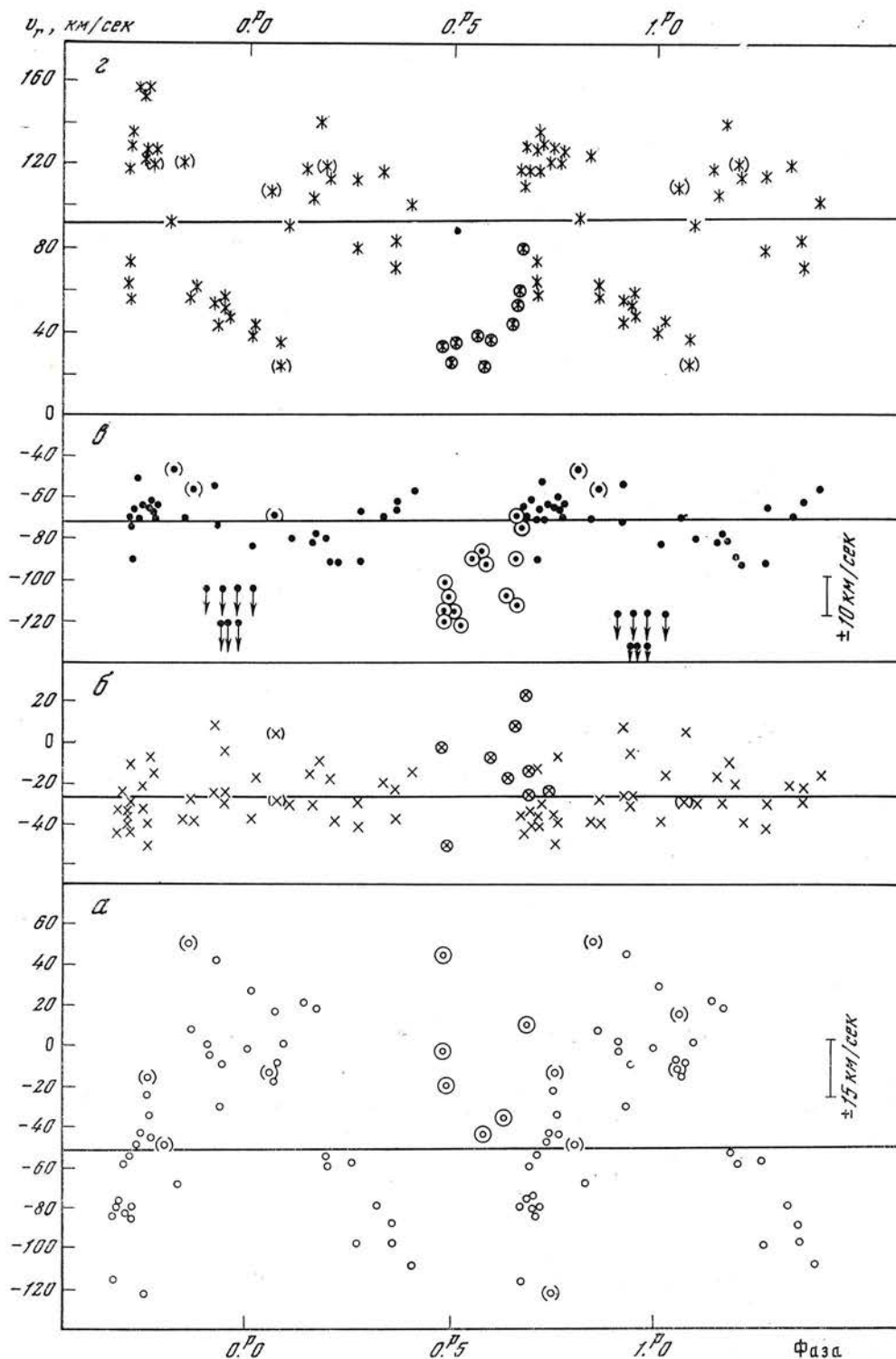


Рис. 2. Лучевые скорости X Персея по данным [5]

a — по широким абсорбционным линиям водорода, *б* — по линиям поглощения He I, *в* — по V-эмиссионному компоненту линий H I и *г* — по R-эмиссионному компоненту линий H I. Наши измерения для каждой группы линий в интервале фаз 0^P_{48} — 0^P_{69} нанесены аналогичными значками в кружках

лучше представляет измерения v_r по эмиссионным компонентам, но измерения широких абсорбционных линий показывают больший разброс. Чтобы проверить правильность периода, необходим более длительный ряд однородных наблюдений.

Особенности спектра X Персея

Первое спектрофотометрическое исследование X Per как звезды В0е было выполнено в начале 60-х годов А. А. Боярчуком и И. И. Проник [6]. Они нашли, что бальмеровские линии водорода наблюдаются в эмиссии до H_{17} . В эмиссии наблюдались и линии He I, что отличало X Per от многих других Ве-звезд. Линии He I $\lambda 6678$, $\lambda 5875$, $\lambda 5015$ показывали два эмиссионных пика примерно равной интенсивности. Более высокие члены гелиевых серий явной эмиссии не показывали, ее присутствие выражалось в асимметрии контуров и уменьшении наблюдаемых эквивалентных ширины линий. Линия He I $\lambda 3888$ (бленда с H_8), возникающая с метастабильного уровня, показывала сильный эмиссионный пик, что должно свидетельствовать о высокой плотности наружной оболочки. Наблюдения в двух сезонах (в 1962 и 1963/64 гг.), как отмечают авторы [6], не показали существенных изменений в форме профилей эмиссионных линий.

Крамpton и Хатчингс [7], наблюдая спектры X Per в 1972 г., обнаружили уже несколько иную картину в ее линейчатом спектре. Линии водорода H_β , H_γ , H_8 четко показывают двойные эмиссионные пики, причем фиолетовый компонент прослеживается ясно только до H_{10} и примерно в 3 раза сильнее красного. В абсорбции видны более высокие члены бальмеровской серии водорода, линии He I, а также линии He II $\lambda 4686$, Si IV $\lambda 4089$, межзвездные H и K Ca II и Na I и ряд слабых линий O II, N II, N III. Наши наблюдения в 1974—1975 гг. и в следующем сезоне 1975—1976 гг. показали, что в спектре произошли большие изменения с 1962—1963 гг. Довольно сильная эмиссия наблюдается в линии H_α , слабые эмиссионные компоненты заметны в H_β и иногда в H_γ . В H_8 и более высоких членах бальмеровской серии водорода явной эмиссии не наблюдается. Резкие, узкие эмиссионные компоненты видны в некоторых линиях He I и иногда в линии He II $\lambda 4686$.

На рис. 3, 4 показано сравнение контуров водородных линий в спектре X Per, полученных в 1962—1963 гг. [6], 1972—1973 гг. [7] и 1974—1976 гг. Из рассмотрения рисунка можно видеть, что значительные изменения контура линии H_α произошли между 1962—1963 гг. и 1972 г. Уменьшилась и интенсивность, и ширина эмиссионных линий, заметно ослаб красный компонент. С 1972 к 1974 г. интенсивность эмиссии продолжала ослабевать. У H_β она ослабла примерно в 2 раза. Контур линии H_8 , которая блендируется с линией He I $\lambda 3889$, довольно сложный, заметно присутствие эмиссионного компонента линии He I, но он не такой сильный, как в 1962—1963 гг., что может указывать на понижение плотности наружной оболочки.

Наблюдения в 1975—1976 гг. в общем показывают картину, подобную той, которая наблюдалась в 1974—1975 гг., хотя некоторые детали спектра различаются.

Обнаруженные изменения в эмиссионном спектре X Per, происшедшие с 1962 г., могут свидетельствовать о том, что скорость выброса вещества уменьшилась, мощность истечения вещества с поверхности звезды постепенно ослабевала, оболочка стала более разреженной.

Поведение эмиссии в линии H_α в 1974—1975 гг. указывает на то, что нестационарные процессы еще продолжаются в оболочке, окружающей звезду. На рис. 5 показаны контуры линии H_α для разных ночей наблюдений в 1974—1975 гг. В табл. 5 приведены эквивалентная ширина, интенсивности фиолетового (V) и красного (R) компонентов и их отношение. Из таблицы и рисунка можно видеть, что и общая интенсивность эмиссии

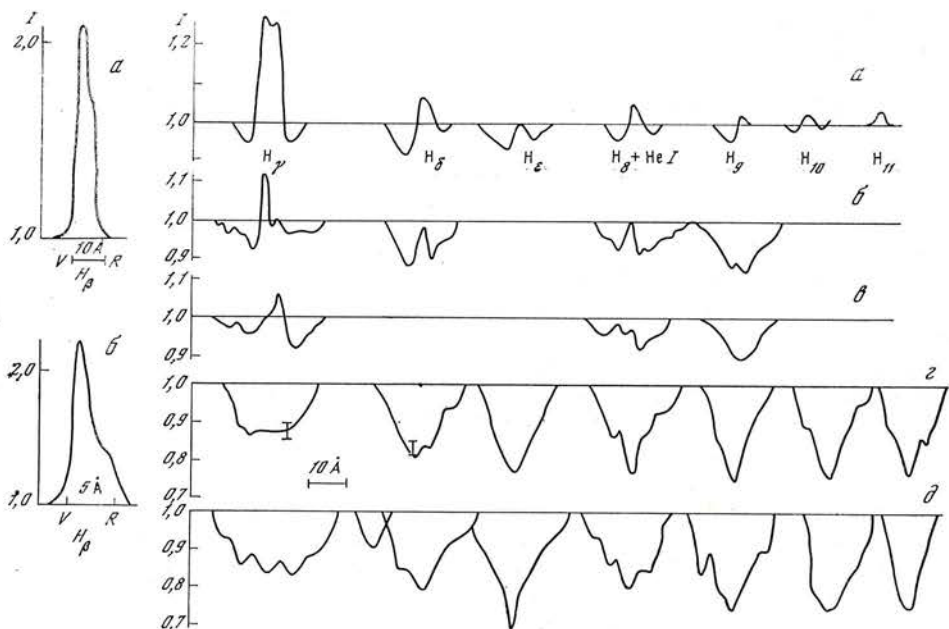


Рис. 3. Сравнение контуров линий водорода по наблюдениям в 1962/63 гг. [6] — (а), 1972 г. [5] — 16.II 1972 г., $0^P,77$ (б); 7.I 1974 г.; $0^P,95$ (в) и в 1974—76 гг. — 17—18. XI 1974 г.; $0^P,49$ (г); 3—4. II 1976 г. (д)

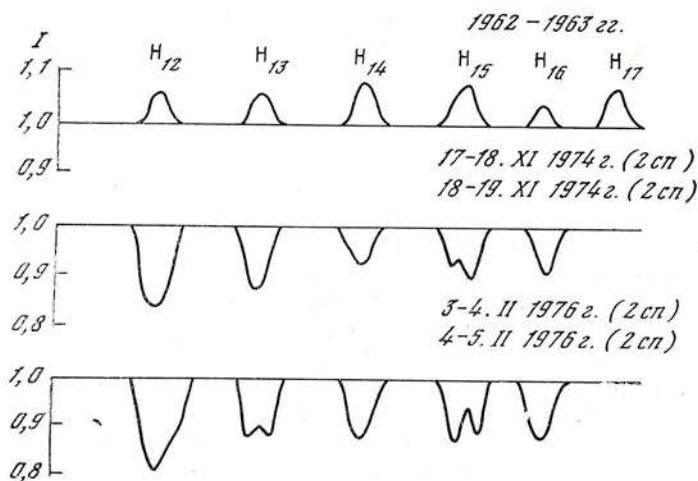


Рис. 4. Сравнение контуров линий водорода H_{12} — H_{17} .

в линии H_{α} , и относительная интенсивность ее V- и R-эмиссионных компонентов изменяются со временем. С ноября 1974 к марту 1975 г. заметно ослабел красный эмиссионный компонент, увеличилась асимметрия красного крыла линии. Изменение отношения интенсивности фиолетового компонента к красному I_V/I_R линии H_{α} показано на рис. 6 для фаз 580,7-дневного периода. Для звезд Ве величина отношения I_V/I_R указывает на наличие расширяющейся оболочки вокруг звезды. Переменность этого отношения со временем может быть вызвана изменениями в структуре и динамике околозвездной материи. Помимо явной эмиссии в H_{α} и эмиссионных компонентах в некоторых других линиях водорода и He I, на некоторых спектрограммах замечен ряд эмиссионных деталей у $\lambda 4093$, $\lambda 4485$, $\lambda 4493$, $\lambda 4500-04$, $\lambda 4695$. Эти эмиссии пока не удалось отождествить.

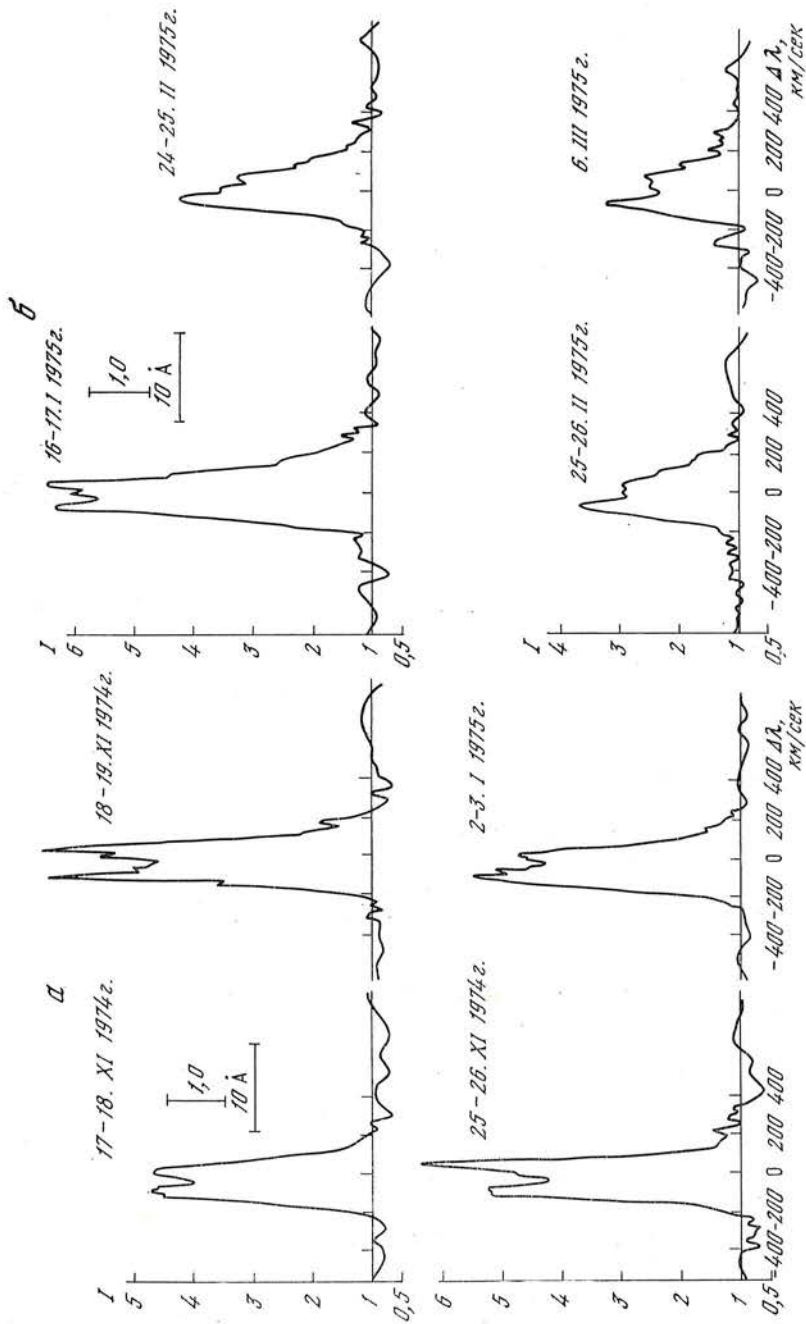


Рис. 5. Контуры эмиссионной линии H α по наблюдениям в 1974—1975 гг.

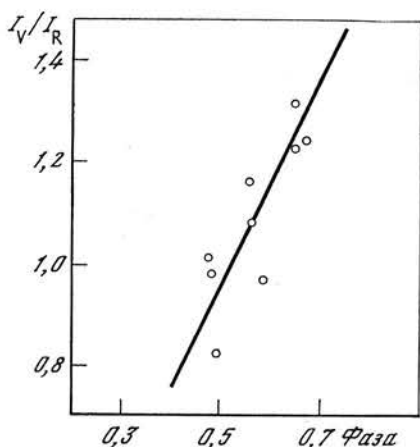


Рис. 6. Изменение отношения интенсивности фиолетового (V) эмиссионного компонента к красному (R) линии H_{α} с фазой 580,7-дневного периода [5]

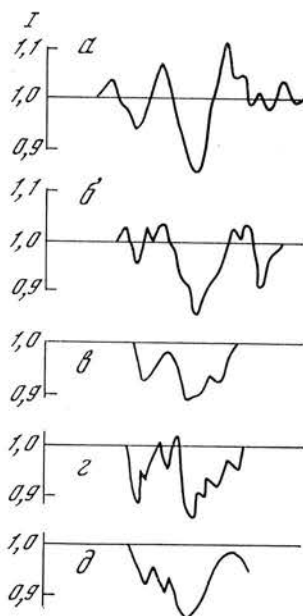


Рис. 7. Контур линии He II $\lambda 4686$ для некоторых моментов наблюдений в 1974 и 1976 гг. а — 17.XI 1974 г. (3 сп.); б — 18.XI 1974 г. (2 сп.); в — 4—5.II 1976 г. (2 сп.); г — 3.II 1976 г. (1 сп.); д — 15.II, 18.II 1976 г. (2 сп.)

Иногда эмиссионные компоненты наблюдались в линии $\lambda 4686$ He II и у $\lambda 3933$. Возможно, последняя есть эмиссия Ca II, обусловленная рентгеновским излучением, так же как и эмиссия в линии He II $\lambda 4686$. Как показали наблюдения двойных систем, уверенно отождествленных с рентгеновскими источниками, эмиссия в линиях Ca II $\lambda 3933$, He II $\lambda 4686$ является характерным признаком рентгеновского спутника.

Контур линии He II $\lambda 4686$ для некоторых ночей наблюдений показаны на рис. 7.

Для линий поглощения водорода, гелия и некоторых других, наиболее сильных, сделаны оценки эквивалентной ширины W_{λ} , остаточной интенсивности r_{λ_0} и ширины b в Å. Для линий He I помимо этих оценок найдены и полуширины $\Delta\lambda$ ($I/2$) в км/сек. Эти данные приведены в табл. 6 и 7.

Таблица 5

Данные для линии H_{α} по разным датам

Дата	Фаза (в долях P) [5]	W_{λ} , Å	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda$ ($I/2$), км/сек	$b, 2=v \sin i$, км/сек	b , км/сек	$v_{05} \sin i$, км/сек
17/18.XI 1974 г.	0,487	18,3	4,68	4,67	1,01	228	220	100	50
18/19.XI	0,49	25,10	6,46	6,55	0,98	202	230	153	77
25/26.XI	0,50	23,20	5,24	6,4	0,82	225	230	148	74
2/3.I 1975 г.	0,56	21,8	5,50	4,75	1,16	232	256	115	58
3/4.I	0,565	9,4	3,25	2,92	1,08	215	—	122	61
16/17.I	0,59	32,1	6,30	6,48	0,97	248	287	116	58
24/25.II	0,655	16,1	4,24	3,26	1,31	202	287	116	58
25/26.II	0,66	13,65	3,66	2,96	1,23	254	275	114	57
* 6/7.III	0,67	10,9	3,20	2,58	1,24	232	265	122	61

* Спектр слаб.

Эквивалентная ширина, остаточная интенсивность, ширина в Å, $v \sin i$ и полуширина линий He I и некоторых других

λ (Å), идентификация	W_{λ} , Å	r_{λ_0}	b , Å	$\frac{b}{2} = v \sin i$, км/сек	$\Delta\lambda$ (I/2), км/сек
He I (2^3P-n^3D)					
4471	0,72 (6)*	0,85	9,1	305	348
4026	0,68 (6)	0,84	8,7	324	335
3820	0,93 (6)	0,79	8,3	324	353
He I (2^1P-n^1D)					
4388	0,89 (6)	0,84	9,3	320	394
4144	0,44 (6)	0,90	7,9	284	366
4009	0,35 (6)	0,92	7,7	288	337
He I (2^3P-n^3S)					
4120	0,31 (6)	0,92	6,7	244	—
He II					
эм. V	—0,20 (3)	1,05	4,3	137	
4686 абс.	0,75 (3)	0,87	11,2	358	
эм. R	—0,18 (3)	1,06	5,6	178	
4542	0,26 (6)	0,93	6,3	208	
4200	0,29 (6)	0,93	6,1	218	
4481 Mg II	0,33 (6)	0,94	8,5	284	
4650 O II + C III	0,56	0,90	10,3	330	
4640 O II	0,56	0,88	8,7	280	
4416 O II					
4089 Si IV	0,37	0,92	8,0	294	
4465 O II	0,28	0,92	6,3	210	
3962 O III	0,28				

* В скобках приведено число измерений.

Таблица 7

Эквивалентная ширина, остаточная интенсивность и ширина линий поглощения водорода в спектре X Персея

λ , Å; линия	W_{λ} , Å	r_{λ_0}	b , Å	$\frac{b}{2}$, км/сек	λ , Å; линия	W_{λ} , Å	r_{λ_0}	b , Å	$\frac{b}{2}$, км/сек
4340 H $_{\gamma}$	2,45	0,86	26,9	1854	3770 H $_{11}$	1,91	0,76	13,9	1110
4102 H $_{\delta}$	2,24	0,81	20,7	1510	3750 H $_{12}$	1,01	0,84	10,2	816
3970 (H $_{\epsilon}$ + + H Ca II)	2,41	0,78	19,5	1480	3734 H $_{13}$	0,61	0,88	8,1	660
3889 (H $_{\delta}$ + + He I)	2,43	0,78	23,2	1800	3722 H $_{14}$	0,47	0,90	7,5	604
3835 H $_{\theta}$	2,75	0,73	20,2	1600	3712 H $_{15}$	0,42	0,90	7,3	540
3797 H $_{10}$	2,53	0,74	18,2	1450	3704 (H $_{16}$ + He I)	0,33	0,91	6,4	520
					3933 K Ca II	0,33	0,84	3,2	240

Названия столбцов здесь не требуют пояснений. Эквивалентные ширины для некоторых линий поглощения удалось сравнить с соответствующими значениями, полученными ранее в [6] и [5]. Сравнение приведено в табл. 8. Здесь можно видеть увеличение эквивалентной ширины линии поглощения He I $\lambda 4471$. В 1962—1963 гг. эта линия была полностью замята эмиссией. В 1974—1975 гг. ее W_{λ} стала почти нормальной для звезд В0.

По ряду критериев спектральной классификации [8] спектральный класс X Per по наблюдениям 1974—1975 гг. оценен нами В0ер — В0,2ер.

Сравнение эквивалентных ширин некоторых линий поглощения в спектре X Персея за разные периоды наблюдений

$\lambda, \text{Å}$	$W_{\lambda}, \text{Å}$			$\lambda, \text{Å}$	$W_{\lambda}, \text{Å}$		
	1962/63 гг. [6]	1972 г. [5]	1974/75 гг.		1962/63 гг. [6]	1972 г. [5]	1974/75 гг.
3819 He I	—	0,65	0,93	4471 He II	0,00	0,55	0,72
4026 He I	0,46	0,61	0,68	4542 He II	—	0,28	0,26
4200 He II	—	0,28	0,29	4640 N III,	—	0,34	0,56
4388 He II	0,38	0,42	0,89	O II			
				4686 He II	—	0,48	0,75

Оценка скорости вращения звезды и поглощающей оболочки

Для определения проекции скорости вращения звезды на луч зрения $v \sin i$ были использованы линии поглощения He I $\lambda 4471$, $\lambda 4388$, $\lambda 4026$, $\lambda 3820$, $\lambda 4143$, Si IV $\lambda 4089$ и Mg II $\lambda 4481$. Эти оценки приведены в пятом столбце табл. 6. Среднее значение $v \sin i$ по приведенным линиям оказалось равным 306 ± 6 км/сек. Для определения скорости вращения поглощающей части оболочки было взято абсорбционное ядро в линии H_{α} , полагая, что оно образовано согласно О. Струве [9] поглощением излучения атомами внешних слоев оболочки. Найденные значения проекции скорости вращения поглощающей части оболочки ($v_{об} \sin i$) для каждой ночи наблюдений приведены в последнем столбце табл. 5. Среднее значение $v_{об} \sin i$ получалось равным 62 ± 3 км/сек, что находится в пределах инструментального контура.

Заключение

Сопоставление материалов наблюдений за различные годы (1962—1963, 1972, 1974—1976 гг.) показало, что в эмиссионном спектре X Per произошли большие изменения, которые могут свидетельствовать об ослаблении мощности истечения вещества с поверхности звезды. Спектральный класс главного компонента за это время практически не изменился. В этом отношении X Per показала себя нормальной звездой В0е. Лучевая скорость (за время наблюдений с XI 1974 г. по III 1975 г.), измеренная по эмиссионным V- и R-компонентам и абсорбционной линии H_{α} , изменялась соответственно от -110 до -70 км/сек, от $+30$ до $+70$ и от -50 до -10 км/сек, показывая примерно одинаковый ход со временем.

Значения v_r , полученные по широким линиям водорода и линиям He I, показывают большой разброс вокруг среднего значения v_r , полученного из измеренного абсорбционного ядра в линии H_{α} .

Для получения ответа на еще нерешенные вопросы следует держать эту звезду под постоянным контролем путем постановки однородных длительных наблюдений во всем диапазоне длин волн.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за детальный просмотр работы и полезные критические замечания.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Sutatyo. Astron. and Astrophys., 1973, 29, 103.
2. V. L. Trimble. Astron. and Astrophys., 1974, 34, 461.
3. L. L. E. Braes, G. K. Miley. Nature, 1972, 235, 273.
4. Б. В. Кукаркин и др. Общій каталог переменных звезд, т. 2. М., «Наука», 1969, с. 210.
5. J. B. Hutchings, D. Crampton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1975, 170, 313.
6. А. А. Боярчук, И. И. Прохук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 195.
7. D. Grampton, J. B. Hutchings. Nature, 1972, N 237, 92.
8. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 89.
9. O. Struve. Astrophys. J., 1942, 95, 134.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ 50 ЗВЕЗД

В. И. Буриашев

Приводятся данные о распределении энергии в спектрах 50 звезд, полученные методом фундаментальной электроспектрофотометрии в диапазоне 3200—7550 Å с разрешением 30 Å. Проведено сравнение данного каталога с другими. Показана эффективность принятой методики для спектроскометрических наблюдений и в условиях астроклимата среднего качества.

ENERGY DISTRIBUTION IN THE SPECTRA OF 50 STARS, by V. I. Burnashev.— Energy distribution in the spectra of 50 stars (spectral region 3200—7550 Å, resolution 30 Å) has been determined by means of the method of fundamental photoelectric spectrophotometry. The data obtained are compared with those of the others catalogues. Efficiency of the fundamental method for sites having astronomical climate only of average quality is shown.

Построение каталога распределения энергии в спектрах звезд может осуществляться двумя путями: 1) с помощью методов фундаментальной фотоэлектрической фотометрии, 2) дифференциальным методом привязки.

Основой первого метода является независимое определение инструментальных квазимонохроматических внеатмосферных звездных величин для каждой длины волны с использованием значения атмосферной экстинкции, определенного для момента наблюдения, и последующая их абсолютизация с помощью абсолютной спектральной чувствительности, найденной по распределению энергии в спектре звезды — первичного стандарта [1]. В качестве такого стандарта обычно используется α Лур, распределение энергии в спектре которой получают путем сравнения со стандартным лабораторным источником излучения [2, 3].

Во втором методе исследуемая звезда и звезда-стандарт (обычно вторичный) наблюдаются на близких зенитных расстояниях и через небольшой интервал времени. Поправка за дифференциальную экстинкцию вводится при помощи некоторых средних для данного пункта наблюдения спектральных коэффициентов экстинкции. При этом считается, что распределение энергии в спектрах звезд-стандартов известно с достаточной точностью. Абсолютная калибровка первичного стандарта, α Лур, может быть выполнена только с помощью первого метода.

Достоинством метода фундаментальной фотометрии является возможность использования одного первичного стандарта для абсолютной калибровки, а также учет изменений спектральной экстинкции в течение ночи, что дает возможность определять распределение энергии в спектрах звезд в пунктах наблюдения со средними астроклиматическими условиями. Основной недостаток — необходимость текущего контроля постоянства инструментальной спектроскометрической системы. Однако метод контрольных звезд, предложенный В. Б. Никоновым [1], позволяет выявлять и учитывать изменения системы в течение данного наблюдательного периода.

Достоинство второго метода — существенно более простая обработка наблюдений; недостаток — возможность потери точности из-за отклонений истинных коэффициентов экстинкции от принятых средних значений, а также необходимость создания надежной системы вторичных стандартов.

До настоящего времени при спектрофотометрических наблюдениях обычно используется дифференциальный метод.

Данный каталог звезд с измеренным распределением энергии в спектрах 50 звезд составлен с помощью методики фундаментальной спектрофотометрии, и в частности метода контрольных звезд, упомянутого выше. При этом были поставлены задачи: во-первых, получение спектрофотометрических данных для системы стандартных звезд, расположенных вблизи экватора, для сравнения наблюдений, выполненных в северном и южном полушариях; во-вторых, сравнение с данными каталога, содержащего набор звезд различных спектральных классов и светимостей, может быть использовано для определения характеристик переменных звезд, имеющих спектрофотометрические наблюдения: в-третьих, сопоставление наших данных с другими каталогами может служить критерием эффективности принятой методики наблюдений и обработки.

Список наблюдаемых звезд приведен в табл. 1. Для каждой звезды в таблице указаны: ее порядковый номер, номер по каталогу BS, название, координаты для 2000 г., звездная величина V , взятая из каталога Джонсона и др. [4], число наблюдений n .

Основной наблюдательный материал получен в 1974 г., несколько звезд наблюдались и в 1972 г. Наблюдения выполнены при помощи сканирующего спектрофотометра СФ-68 [5] на 20-см касегреновском телескопе. Телескоп представляет собой серийный инструмент АЗТ-7, в котором стеклянный мениск с нанесенным на нем зеркалом заменен эллипсоидальным вторичным зеркалом. В монохроматоре СФ-68 в качестве коллиматорного и камерного объективов применены линзы из плавленого кварца. Эффект хроматизма линз устраняется путем их автоматического перемещения в процессе сканирования специальным механизмом. Сканирование спектра производится поворотом дифракционной решетки шаговым двигателем. Приемником излучения служит фотоумножитель ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом. Спектр звезды записывается на ленту самописца ЭПП-09 после усиления фототока усилителем постоянного тока [6].

Отсчет, регистрируемый в длине волны λ_0 , можно представить в виде

$$n'(\lambda_0) = n(\lambda_0) + n_s(\lambda_0), \quad (1)$$

где $n'(\lambda_0)$ — отсчет, обусловленный световым потоком от звезды, $n_s(\lambda_0)$ — отсчет, обусловленный светом, рассеянным в монохроматоре прибора.

Так как для аппаратуры со спектральной чувствительностью $\sigma(\lambda)$ и шириной выходной щели $\Delta\lambda$ регистрируемый отсчет пропорционален действующему потоку $W(\lambda) = I(\lambda) \sigma(\lambda) \Delta\lambda$, где $I(\lambda)$ — интенсивность излучения, то соотношение (1) можно переписать в виде

$$W'(\lambda_0) = W(\lambda_0) + W_s(\lambda_0) = \int_{\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}} I(\lambda) \sigma(\lambda) d\lambda + W_s(\lambda_0), \quad (2)$$

где $W(\lambda_0)$ — действующий поток от звезды, $W_s(\lambda_0)$ — поток, обусловленный рассеянным светом.

Пусть входная диафрагма спектрометра освещается монохроматическим светом с длиной волны λ и интенсивностью $I(\lambda)$. Интенсивность рассеянного света для λ_0 , соответствующей выходной щели при данном положении решетки, можно представить как $I_s(\lambda_0, \lambda) = I(\lambda) \kappa(\lambda_0, \lambda)$, где $\kappa(\lambda_0, \lambda)$ — убывающая с ростом $|\lambda - \lambda_0|$ функция, характеризующая рассеяние в данном приборе. Для гетерохромного излучения для данной аппаратуры рассеянный действующий поток

$$W_s(\lambda_0) = \Delta\lambda \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) \sigma(\lambda) \kappa(\lambda_0, \lambda) d\lambda.$$

Таблица 1

№	BS	Название	α_{2000}	δ_{2000}	Sp	V	n
1	6175	ζ Oph	16 ^h 37 ^m 09 ^s	-10°34'	O9,9 V	2 ^m 56	3
2	5191	η UMa	13 47 32	+49 19	B3 V	1,86	10
3	226	ν And	00 49 49	+41 05	B5 V	4,53	4
4	3982	α Leo	10 08 22	+11 58	B7 V	1,35	3
5	1038	ξ Tau	03 27 10	+09 44	B8 p	3,75	3
6	1261	λ Per	04 06 35	+50 21	B9 V	4,29	8
7	1544	π^2 Ori	04 50 37	+08 54	A0 V	4,35	7
8	5511	109 Vir	14 46 15	+01 54	A0 V	3,73	6
9	8641	43 Peg	22 41 46	+29 18	A1 V	4,79	5
10	7950	ε Aqr	20 47 41	-09 30	A1 V	3,77	4
11	8585	α Lac	22 31 17	+50 17	A2 V	3,77	7
12	4357	δ Leo	11 14 06	+20 31	A4 V	2,56	2
13	6771	72 Oph	18 07 21	+09 34	A4 V	3,73	6
14	7557	α Aql	19 50 47	+08 52	A7 V	0,76	4
15	1543	π^3 Ori	04 49 51	+06 57	F6 V	3,19	3
16	5933	γ Ser	15 56 27	+15 39	F6 IV-V	3,86	4
17	4540	β Vir	11 50 42	+01 46	F8 V	3,60	4
18	7377	δ Aql	19 25 29	+03 07	F0 IV	3,36	3
19	2943	α CMi	07 39 18	+05 14	F5 IV	0,37	6
20	7882	β Del	20 37 33	+14 36	F5 IV	3,63	4
21	6869	η Ser	18 21 18	-02 53	K0 IV	3,25	5
22	7957	η Cep	20 45 17	+61 50	K0 IV	3,43	4
23	8974	γ Cep	23 39 20	+77 37	K1 IV	3,21	4
24	1899	ι Ori	05 35 26	-05 55	O9 III	2,77	2
25	1790	γ Ori	05 25 08	+06 21	B2 III	1,64	5
26	7852	ε Del	20 33 13	+11 18	B6 III	4,04	3
27	1791	β Tau	05 26 17	+28 36	B7 III	1,65	6
28	718	ξ^2 Cet	02 28 09	+08 28	B8 III	4,29	4
29	8781	α Peg	23 04 46	+15 12	B9,5 III	2,48	16
30	6556	α Oph	17 34 56	+12 34	A5 III	2,07	4
31	3482	ε Hya	08 46 47	+06 25	G0 III +dF7	3,38	7
32	5681	δ Boo	15 15 30	+33 19	G8 III	3,49	3
33	6075	ε Oph	16 18 19	-04 42	G9 III	3,23	2
34	8255	72 Cyg	21 34 46	+38 32	K1 III	4,91	6
35	5854	α Ser	15 44 17	+06 25	K2 III	2,64	3
36	6603	β Oph	17 43 28	+04 34	K2 III	2,77	3
37	7176	ε Aql	18 59 37	+15 04	K2 III	4,02	4
38	7429	μ Aql	19 34 05	+07 23	K3 III	4,45	5
39	7576	20 Cyg	19 50 37	+52 59	K3 III	5,00	7
40	7806	39 Cyg	20 23 52	+32 11	K3 III	4,44	5
41	7405	α Vul	19 28 43	+24 40	M0 III	4,45	5
42	6056	δ Oph	16 14 20	-03 41	M1 III	2,75	4
43	911	α Cet	03 02 17	+04 06	M2 III	2,53	3
44	3852	\circ Leo	09 41 09	+09 54	A2 + F6 II	3,52	2
45	8115	ζ Cyg	21 12 56	+30 14	G8 II	3,20	4
46	1948	ζ Ori	05 40 46	-01 57	O9,5 Ib	1,77	2
47	4133	ρ Leo	10 32 49	+09 18	B1 Ib	3,85	3
48	8414	α Aqr	22 05 47	-00 19	G2 Ib	2,93	4
49	8465	ζ Cep	22 10 51	+58 12	K1 Ib	3,35	4
50	8308	ε Peg	21 44 11	+09 53	K2 Ib	2,39	4

Интегрирование производится по всей области чувствительности аппаратуры. Если $I(\lambda)$ и $\sigma(\lambda) = \text{const}$, то

$$W_s(\lambda) = \Delta\lambda \cdot I\sigma \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \kappa(\lambda_0, \lambda) d\lambda = \Delta\lambda \cdot I\sigma K, \quad (3)$$

где $K = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \kappa(\lambda_0, \lambda) d\lambda$ — интегральная величина рассеяния, представляющая собой сумму весовых множителей $\kappa(\lambda_0, \lambda)$ по всей спектральной области, будет медленно меняющейся с λ_0 функцией, которую в первом приближении можно считать не зависящей от длины волны. Поэтому можно записать $K = \bar{\kappa}(\lambda_2 - \lambda_1)$, где $\bar{\kappa}$ — среднее значение $\kappa(\lambda_0, \lambda)$ на интервале (λ_1, λ_2) . П

Величина K есть отношение рассеянного потока, попадающего в выходную щель, к потоку от источника и является характеристикой монохроматора. Как показывают измерения [7], для области $\lambda_2 - \lambda_1 \approx \approx 1000 \text{ \AA}$ она составляет величину порядка немногих долей процента, поэтому можно ожидать, что и для прибора со спектральной чувствительностью $\sigma(\lambda)$ при наблюдении источника со спектральным распределением излучения $I(\lambda)$ возможна замена $\kappa(\lambda_0, \lambda)$ на $\bar{\kappa}$.

Переходя от действующих потоков к регистрируемым отсчетам, получаем на основании (3) выражение для отсчета, даваемого рассеянным светом:

$$n_s(\lambda_0) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n(\lambda) \kappa(\lambda_0, \lambda) d\lambda.$$

Будем предполагать в дальнейшем, что полное рассеяние не зависит от длины волны, поэтому, заменив $\kappa(\lambda_0, \lambda)$ на ее среднее значение, получим

$$n_s = \bar{\kappa} S \Delta\lambda,$$

где $S = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n(\lambda) d\lambda$ — суммарная реакция аппаратуры на данный источник света.

Оценка влияния рассеянного света на измерения выполнена по методике, аналогичной применяемой ранее [7]. Пучок света, идущий от звезды в монохроматор, перекрывался фильтром ЖС-12, не пропускающим излучение короче 4600 \AA . Регистрируемый при сканировании спектра отсчет вблизи 3200 \AA считался обусловленным только рассеянным светом, интенсивность и спектральный состав которого определяются пропусканием фильтра и распределением энергии в спектре звезды. Для оценки эффекта рассеянного света от всего действующего потока этот отсчет умножался на отношение реакции аппаратуры на данную звезду при выведенном фильтре к ее реакции с фильтром. Законность такой редукции, а тем самым и справедливость предположения о возможности замены $\kappa(\lambda_0, \lambda)$ на $\bar{\kappa}$ проверены путем аналогичных наблюдений звезд различных спектральных классов.

Для отсчета $n(\lambda) = n'(\lambda) - n_s$, освобожденного от влияния рассеянного света, $\lg n(\lambda) = \lg n'(\lambda) - r(\lambda)$, где $n'(\lambda)$ — отсчет, измеренный в данной длине волны, $r(\lambda)$ — редукционная поправка.

Поскольку n_s мал и не зависит от длины волны, можно принять $n_s = n_s(3200)$, где $n_s(3200)$ определено указанным выше способом, тем самым найдем $r(\lambda) = \lg [n'(\lambda)/n(\lambda)] \approx \lg [1 - n_s/n'(\lambda)]$ для данной звезды. На рис. 1 показан ход $r(\lambda)$ для звезд α Луг (A0 V) и α Воо (K2 III). Излом кривых около 6200 \AA вызван вводом фильтра разделения порядков решетки. Так как для звезды класса K2 III поправка составляет 0,04 при

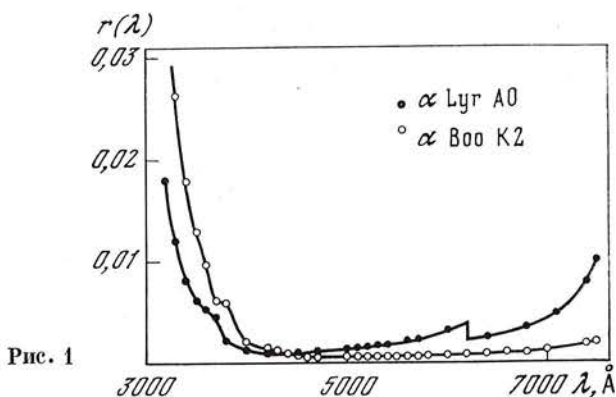


Рис. 1

3200 Å и мала для обеих звезд около 4200 Å, для упрощения обработки $r(\lambda)$ для остальных звезд программы находилась простым интерполированием с помощью показателей цвета $U - B$ для фиолетовой области и $B - R$ для красной.

Сканирование спектров звезд производилось в интервале от 3100 до 7600 Å со скоростью 2 шага в секунду (14 Å/сек). Выходная щель спектрометра соответствовала интервалу в 25 Å. При учете качества изображения звезды и погрешностей гидирования реальное разрешение прибора составляло около 30 Å. Каждое наблюдение состояло из двух сканирований: от красной области (λ7600 Å) до ультрафиолетовой (λ3100 Å) и обратно. Для учета изменения чувствительности аппаратуры в начале и в конце наблюдения записывался отсчет, даваемый радиолюминесцентным источником (РЛИ). Снятые после сглаживания шумов через интервал 25 Å отсчеты $n(\lambda)$ и n_L — отсчеты на РЛИ — относились к среднему моменту наблюдения. Для каждой звезды в данной длине волны из наблюдений находится величина $n(\lambda)/n_L$, определяющая измеренный световой поток, не зависящий от изменения чувствительности прибора.

Световой поток, даваемый РЛИ, зависит от температуры: при ее медленных измерениях яркость РЛИ подчиняется закону

$$B(T) = B(T_0) [1 - k(T - T_0)], \quad (4)$$

где $B(T_0)$ — яркость при некоторой фиксированной температуре T_0 .

При медленных (порядка градуса в час) изменениях температуры для использованного при наблюдениях РЛИ температурный коэффициент $k = 0,12\%$ на градус. Однако при быстрых (порядка градуса в минуту) изменениях температуры яркость люминофора скачкообразно изменяется на несколько процентов, затем медленно (примерно за час) возвращаясь к значению, определяемому выражением (4). Этот эффект известен и описан в литературе [8]. Поэтому наблюдения начинались спустя час-полтора после захода солнца, когда температурный режим люминофора можно было считать установившимся, в дальнейшем поправка за температурную зависимость свечения РЛИ вводилась по формуле (4).

Для получения $E(\lambda)$ -значений внеатмосферной монохроматической освещенности, даваемой звездой, полученные из наблюдений величины $n(\lambda)/n_L$ должны быть редуцированы таким образом, что

$$\lg E(\lambda) = \lg \frac{n(\lambda)}{n_L(T_0)} + \alpha(\lambda, t) \cdot X + \lg \sigma(\lambda),$$

где $n(\lambda)$ — отсчет в данной длине волны, исправленный за влияние рассеянного света; $n_L(T_0)$ — отсчет на РЛИ, редуцированный к температуре T_0 ; $\alpha(\lambda, t) = \lg p(\lambda)$ — мгновенное значение спектрального коэффициента экстинкции; $p(\lambda)$ — коэффициент пропускания атмосферы для

момента наблюдения t ; X — масса воздуха; $\sigma(\lambda)$ — абсолютная спектральная чувствительность аппаратуры.

Для определения $\alpha(\lambda, t)$ и контроля постоянства $\sigma(\lambda)$ был применен метод контрольных звезд [1]. В качестве экстинкционных и контрольных взяты звезды ранних спектральных классов: β Tau (B7 III), α Leo (B7 V), η UMa (B3 V), α Oph (A5 III), α Lyr (A0 V), α Aql (A7 V), α Peg (B 9,5 III).

Было выбрано 37 длин волн, которым в пределах интервала в 30 Å соответствовали участки непрерывного спектра экстинкционных и контрольных звезд, позволяющие представить все особенности хода кривой спектральной экстинкции $\alpha(\lambda, t)$ для данного момента времени t , включая и теллурические полосы. В этих длинах волн определялись квазимономатические внеатмосферные величины $\left[\lg \frac{n_e(\lambda)}{n_L} \right]_0$ экстинкционной и контрольных звезд, которые также используются для определения экстинкции.

Точность определения $\left[\lg \frac{n_e(\lambda)}{n_L} \right]$ составляет $\pm 0,015$ на крайних участках и $\pm 0,004$ в середине регистрируемого спектрального интервала.

Таким образом, для момента наблюдения экстинкционной звезды t_e можно вычислить коэффициент экстинкции

$$\alpha(\lambda_i, t_e) = \frac{\left[\lg \frac{n_e(\lambda)}{n_L} \right]_0 - \lg \frac{n_e(\lambda, t)}{n_{I_e}}}{X_e(t_e)}, \quad i = 1, 2, \dots, 37. \quad (5)$$

С помощью определенных таким образом по всем наблюдавшимся в данную ночь экстинкционным звездам значениям $\alpha(\lambda_i, t_e)$ для каждой из 37 длин волн можно построить сглаженный ход экстинкции в течение ночи, из которого определяются $\alpha(\lambda_i, t)$ для момента наблюдения звезды программы. Величины $\alpha(\lambda, t)$ для промежуточных длин волн находятся интерполированием.

Для теллурических полос выражение (5) применимо с некоторыми оговорками, так как поглощение в полосе подчиняется закону кривой роста. В хвосте полосы имеет силу начальный участок кривой роста — поглощение пропорционально количеству молекул и формула (5) применима. Для головы полосы, как показывают измерения [9—11], с точностью до нескольких процентов также можно применять формулу (5), но при этом редукция за поглощение в атмосфере представляется так:

$$\alpha(\lambda, X) = T + \alpha(\lambda_T) \cdot X,$$

где T — постоянный член, обусловленный насыщением, который будет входить в коэффициент спектральной чувствительности аппаратуры. Это выражение верно лишь в первом приближении и не может обеспечить необходимой точности учета экстинкции в теллурических полосах. Возможность такого учета требует более детального изучения.

Средние значения $\bar{\alpha}(\lambda)$ за июнь-июль 1974 г. приведены в табл. 2. В ней указаны длины волн, в которых производились измерения, и экстремальные значения коэффициентов экстинкции, определенные соответственно 10.VI 1974 г. (3-й столбец) и 14.VII 1974 г. (4-й столбец).

В 1972 г. наблюдения экстинкционных звезд проводились в восьми длинах волн, поэтому для определения $\alpha(\lambda, t)$ во всем спектральном диапазоне был применен метод деформации средней кривой спектральной экстинкции. С помощью полученных из наблюдений $\alpha_n(\lambda, t)$ составлялись отношения $\alpha_n(\lambda, t)/\bar{\alpha}(\lambda)$ для восьми длин волн. Для остальных 29 длин волн, указанных в табл. 2, значения $[\alpha(\lambda, t)/\bar{\alpha}(\lambda)]$ интерполировались. Затем по данным табл. 2 вычислялись интерполированные коэффициенты экстинкции $\alpha_{\text{выч}} = [\alpha(\lambda, t)/\bar{\alpha}(\lambda)] \cdot \bar{\alpha}(\lambda)$.

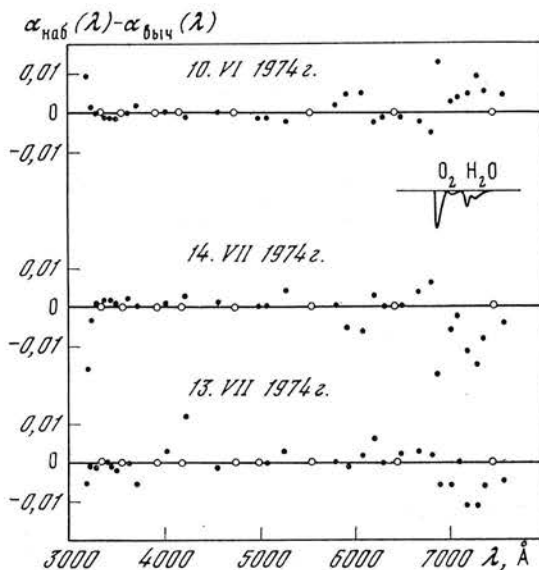


Рис. 2

На рис. 2 по оси ординат отложена разность между вычисленными указанным образом значениями $\alpha_{\text{выч}}(\lambda)$ и определенными из наблюдений $\alpha_{\text{н}}(\lambda)$ для некоторых определенных моментов. Среднее значение отклонений составляет около 0,003 ($0^m,007$), наибольшие отклонения, достигающие 0,017 ($0^m,043$), как и следовало ожидать, получаются в теллурических полосах. Светлыми кружками обозначены восемь длин волн, по которым производилась деформация средней кривой $\bar{\alpha}(\lambda)$.

Дальнейшая обработка шла обычным путем.

Абсолютная калибровка производилась с помощью первичного энергетического стандарта α Лур, распределение энергии в спектре которого было взято по данным Терещенко и Харитоновы [12]. Полученные для α Лур

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	$\bar{\alpha}(\lambda)$	$\alpha_{\text{min}}(\lambda)$	$\alpha_{\text{max}}(\lambda)$	$\lambda, \text{Å}$	$\bar{\alpha}(\lambda)$	$\alpha_{\text{min}}(\lambda)$	$\alpha_{\text{max}}(\lambda)$
3200	0,637	0,559	0,774	5550	0,143	0,095	0,218
3250	,554	,475	,690	5800	,137	,090	,210
3300	,512	,433	,646	5925	,143	,096	,215
3350	,491	,412	,624	6075	,138	,091	,207
3400	,462	,383	,593	6200	,115	,069	,181
3450	,441	,362	,571	6300	,114	,069	,179
3500	,426	,347	,555	6425	,112	,067	,175
3575	,403	,325	,531	6475	,108	,063	,170
3625	,381	,304	,508	6675	,088	,045	,147
3725	,361	,285	,488	6800	,081	,038	,141
3925	,308	,233	,432	6875	,114	,072	,175
4025	,290	,215	,411	7000	,099	,052	,164
4175	,263	,189	,378	7075	,090	,047	,154
4225	,253	,179	,368	7175	,128	,063	,215
4575	,210	,140	,313	7275	,114	,059	,190
4750	,192	,124	,289	7350	,083	,041	,143
5000	,172	,111	,260	7450	,064	,026	,118
5075	,165	,107	,250	7550	,064	,030	,115
5275	,146	,094	,226				

$\lambda, \text{ \AA}$	ζ Oph	η UMa	ν And	α Leo	ξ Tau	λ Per	π^2 Ori	109 Vir	43 Peg	ϵ Aqr
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3200	-0,989	-0,736	-1,903	-0,779	-1,724	-2,239	-2,261	-1,993	-2,400	-1,990
3225	-0,989	-737	-1,904	-783	-1,730	-2,234	-2,252	-1,996	-2,406	-1,988
3250	-1,000	-746	-1,907	-798	-1,749	-2,229	-2,270	-1,987	-2,407	-1,993
3275	-1,007	-748	-1,901	-790	-1,742	-2,215	-2,244	-1,969	-2,402	-2,020
3300	-1,016	-766	-1,893	-780	-1,725	-2,209	-2,237	-1,967	-2,400	-2,013
3325	-1,001	-754	-1,895	-777	-1,717	-2,205	-2,243	-1,974	-2,401	-1,991
3350	-1,011	-755	-1,910	-794	-1,736	-2,207	-2,253	-1,981	-2,404	-1,985
3375	-1,002	-765	-1,911	-789	-1,750	-2,209	-2,246	-1,978	-2,400	-2,016
3400	-1,011	-777	-1,918	-793	-1,748	-2,208	-2,241	-1,980	-2,412	-2,012
3425	-1,009	-783	-1,927	-785	-1,745	-2,204	-2,233	-1,978	-2,398	-2,004
3450	-1,020	-786	-1,936	-783	-1,750	-2,199	-2,229	-1,984	-2,411	-2,022
3475	-1,027	-795	-1,934	-788	-1,754	-2,198	-2,245	-1,982	-2,414	-2,017
3500	-1,036	-796	-1,930	-793	-1,743	-2,206	-2,235	-1,979	-2,411	-2,015
3525	-0,036	-807	-1,937	-792	-1,744	-2,205	-2,222	-1,988	-2,404	-2,018
3550	-1,035	-814	-1,940	-796	-1,757	-2,202	-2,228	-1,982	-2,398	-2,014
3575	-1,044	-819	-1,945	-799	-1,764	-2,208	-2,242	-1,987	-2,416	-2,023
3600	-1,048	-828	-1,948	-802	-1,778	-2,210	-2,252	-1,996	-2,415	-2,030
3625	-1,062	-836	-1,962	-804	-1,781	-2,207	-2,254	-2,004	-2,413	-2,030
3650	-1,056	-836	-1,969	-815	-1,778	-2,213	-2,251	-1,995	-2,407	-2,023
3675	-1,068	-847	-1,978	-825	-1,785	-2,217	-2,267	-1,996	-2,418	-0,022
3700	-1,099	-859	-1,984	-813	-1,794	-2,204	-2,253	-1,992	-2,404	-2,009
3725	-1,104	-857	-1,975	-810	-1,782	-2,153	-2,215	-1,943	-2,377	-1,929
3750	-1,099	-849	-1,950	-754	-1,756	-2,062	-2,162	-1,879	-2,317	-1,919
3775	-1,099	-819	-1,920	-723	-1,703	-1,986	-2,079	-1,845	-2,240	-1,814
3800	-1,112	-820	-1,910	-680	-1,669	-1,943	-2,030	-1,776	-2,193	-1,779
3825	-1,123	-809	-1,899	-646	-1,650	-1,906	-1,984	-1,681	-2,157	-1,744
3850	-1,101	-769	-1,853	-634	-1,607	-1,862	-1,930	-1,742	-2,091	-1,674
3875	-1,120	-789	-1,886	-618	-1,601	-1,852	-1,920	-1,640	-2,094	-1,699
3900	-1,128	-788	-1,885	-649	-1,648	-1,890	-1,954	-1,791	-2,122	-1,689
3925	-1,116	-739	-1,837	-576	-1,547	-1,809	-1,854	-1,593	-2,010	-1,609
3950	-1,124	-779	-1,870	-601	-1,583	-1,841	-1,892	-1,622	-2,057	-1,669
3975	-1,159	-824	-1,931	-683	-1,675	-1,926	-1,999	-1,786	-2,164	-1,729
4000	-1,128	-769	-1,870	-591	-1,569	-1,813	-1,863	-1,651	-2,018	-1,599
4025	-1,155	-781	-1,874	-592	-1,563	-1,803	-1,841	-1,579	-2,003	-1,590
4050	-1,150	-766	-1,869	-589	-1,562	-0,807	-1,845	-1,593	-2,010	-1,585
4075	-1,165	-791	-1,899	-617	-1,591	-1,843	-1,882	-1,604	-2,051	-1,644
4100	-1,198	-881	-1,989	-722	-1,719	-1,957	-2,030	-1,713	-2,201	-1,791
4125	-1,175	-818	-1,913	-633	-1,619	-1,854	-1,914	-1,743	-2,070	-1,642
4150	-1,162	-799	-1,896	-615	-1,583	-1,824	-1,856	-1,626	-2,028	-1,618
4175	-1,177	-800	-1,896	-620	-1,587	-1,828	-1,860	-1,619	-2,032	-1,616
4200	-1,185	-807	-1,907	-637	-1,603	-1,844	-1,867	-1,625	-2,044	-1,624
4225	-1,185	-817	-1,921	-646	-1,606	-1,857	-1,878	-1,633	-2,060	-1,639
4250	-1,184	-825	-1,925	-651	-1,615	-1,861	-1,886	-1,644	-2,063	-1,644
4275	-1,204	-829	-1,929	-659	-1,619	-1,872	-1,894	-1,648	-2,069	-1,646
4300	-1,202	-837	-1,945	-670	-1,640	-1,889	-1,919	-1,659	-2,090	-1,678
4325	-1,229	-906	-2,014	-727	-1,711	-1,966	-1,992	-1,713	-2,181	-1,793
4350	-1,231	-926	-2,018	-755	-1,750	-1,973	-2,041	-1,882	-2,223	-1,796
4375	-1,223	-878	-1,969	-688	-1,662	-1,898	-1,940	-1,700	-2,108	-1,679
4400	-1,228	-874	-1,967	-686	-1,654	-1,895	-1,920	-1,692	-2,095	-1,670
4425	-1,231	-875	-1,969	-690	-1,651	-1,895	-1,918	-1,693	-2,092	-1,675
4450	-1,236	-888	-1,973	-697	-1,653	-1,900	-1,928	-1,696	-2,096	-1,687
4475	-1,256	-909	-1,997	-708	-1,667	-1,912	-1,938	-1,703	-2,105	-1,697
4500	-1,249	-897	-1,988	-717	-1,671	-1,915	-1,937	-1,710	-2,110	-1,704
4525	-1,260	-905	-1,998	-723	-1,676	-1,920	-1,942	-1,708	-2,118	-1,712
4550	-1,268	-912	-2,006	-735	-1,687	-1,932	-1,953	-1,719	-2,127	-1,718
4575	-1,263	-923	-2,016	-744	-1,699	-1,938	-1,963	-1,729	-2,137	-1,729
4600	-1,278	-929	-2,022	-753	-1,702	-1,940	-1,967	-1,733	-2,140	-1,729
4625	-1,285	-939	-2,026	-758	-1,707	-1,946	-1,972	-1,734	-2,144	-1,738
4650	-1,301	-937	-2,034	-765	-1,714	-1,951	-1,974	-1,744	-2,148	-1,741
4675	-1,291	-950	-2,042	-769	-1,720	-1,955	-1,975	-1,747	-2,152	-1,735
4700	-1,292	-953	-2,047	-777	-1,729	-1,955	-1,979	-1,749	-2,153	-1,750
4725	-1,292	-969	-2,048	-785	-1,731	-1,966	-1,984	-1,755	-2,170	-1,756

Таблица 3

α Lac	δ Leo	ζ Oph	α Aql	π^3 Ori	γ Ser	β Vir	δ Aql	α CMi	β Del
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
-2,018	-1,619	-2,084	-0,941	-1,984	-2,274	-2,221	-1,991	-0,825	-2,170
-2,009	-1,632	-2,077	-0,942	-1,963	-2,292	-2,233	-2,052	-0,842	-2,188
-2,007	-1,631	-2,082	-0,938	-1,949	-2,242	-2,212	-1,992	-0,843	-2,163
-1,999	-1,625	-2,085	-0,925	-1,901	-2,212	-2,139	-1,964	-0,796	-2,145
-1,993	-1,611	-2,069	-0,912	-1,872	-2,192	-2,117	-1,959	-0,759	-2,119
-1,985	-1,596	-2,066	-0,910	-1,852	-2,194	-2,126	-1,949	-0,753	-2,096
-1,999	-1,606	-2,071	-0,906	-1,902	-2,186	-2,145	-1,967	-0,769	-2,122
-1,997	-1,608	-2,088	-0,907	-1,889	-2,201	-2,165	-1,964	-0,770	-2,123
-1,998	-1,607	-2,066	-0,904	-1,861	-2,165	-2,134	-1,953	-0,750	-2,095
-1,996	-1,604	-2,067	-0,902	-1,866	-2,132	-2,133	-1,956	-0,735	-2,093
-2,001	-1,624	-2,066	-0,901	-1,875	-2,154	-2,156	-1,965	-0,741	-2,113
-2,003	-1,608	-2,060	-0,900	-1,860	-2,152	-2,152	-1,934	-0,744	-2,105
-1,998	-1,589	-2,057	-0,902	-1,846	-2,135	-2,149	-1,927	-0,738	-2,101
-1,992	-1,583	-2,058	-0,880	-1,832	-2,129	-2,115	-1,933	-0,721	-2,079
-1,994	-1,592	-2,051	-0,873	-1,828	-2,106	-2,092	-1,920	-0,700	-2,056
-1,998	-1,606	-2,061	-0,901	-1,858	-2,144	-2,139	-1,950	-0,736	-2,093
-2,004	-1,602	-2,064	-0,897	-1,851	-2,131	-2,123	-1,952	-0,724	-2,084
-2,001	-1,602	-2,058	-0,884	-1,847	-2,122	-2,139	-1,938	-0,718	-2,073
-1,999	-1,591	-2,053	-0,879	-1,818	-2,082	-2,091	-1,923	-0,703	-2,036
-1,992	-1,584	-2,053	-0,869	-1,814	-2,082	-2,047	-1,913	-0,701	-2,033
-2,004	-1,585	-2,044	-0,866	-1,817	-2,079	-2,048	-1,929	-0,712	-2,009
-1,991	-1,541	-2,003	-0,834	-1,822	-2,089	-2,052	-1,889	-0,720	-1,989
-1,961	-1,519	-1,999	-0,827	-1,834	-2,089	-2,079	-1,883	-0,714	-1,999
-1,879	-1,439	-1,919	-0,733	-1,772	-2,046	-2,025	-1,814	-0,655	-1,939
-1,836	-1,413	-1,889	-0,712	-1,765	-2,051	-2,029	-1,799	-0,641	-1,935
-1,803	-1,359	-1,859	-0,699	-1,778	-2,086	-2,074	-1,789	-0,647	-1,959
-1,731	-1,319	-1,789	-0,629	-1,745	-2,032	-2,100	-1,739	-0,601	-1,909
-1,737	-1,304	-1,809	-0,660	-1,726	-2,019	-2,041	-1,739	-0,585	-1,899
-1,743	-1,304	-1,799	-0,649	-1,747	-2,029	-2,049	-1,741	-0,605	-1,922
-1,638	-1,252	-1,735	-0,615	-1,781	-2,111	-2,023	-1,762	-0,619	-1,970
-1,740	-1,299	-1,789	-0,649	-1,799	-2,079	-2,109	-1,759	-0,621	-1,964
-1,776	-1,329	-1,834	-0,664	-1,789	-2,044	-2,141	-1,759	-0,631	-1,947
-1,621	-1,199	-1,679	-0,535	-1,673	-1,939	-1,940	-1,639	-0,511	-1,839
-1,596	-1,172	-1,648	-0,515	-1,650	-1,918	-1,892	-1,629	-0,483	-1,808
-1,603	-1,180	-1,654	-0,522	-1,662	-1,930	-1,892	-1,633	-0,487	-1,814
-1,669	-1,230	-1,721	-0,586	-1,674	-1,934	-1,902	-1,675	-0,507	-1,836
-1,833	-1,378	-1,860	-0,693	-1,695	-1,970	-1,911	-1,745	-0,546	-1,869
-1,676	-1,246	-1,720	-0,569	-1,653	-1,922	-1,895	-1,658	-0,489	-1,825
-1,627	-1,184	-1,670	-0,533	-1,630	-1,909	-1,872	-1,624	-0,495	-1,796
-1,624	-1,192	-1,673	-0,538	-1,625	-1,909	-1,880	-1,639	-0,477	-1,802
-1,633	-1,200	-1,668	-0,531	-1,632	-1,907	-1,886	-1,636	-0,476	-1,804
-1,646	-1,211	-1,676	-0,547	-1,637	-1,918	-1,878	-1,640	-0,480	-1,809
-1,653	-1,207	-1,680	-0,542	-1,638	-1,912	-1,888	-1,632	-0,480	-1,805
-1,664	-1,214	-1,695	-0,552	-1,644	-1,929	-1,898	-1,642	-0,495	-1,815
-1,697	-1,254	-1,741	-0,590	-1,678	-1,958	-1,946	-1,672	-0,521	-1,847
-1,810	-1,343	-1,852	-0,685	-1,678	-1,954	-1,926	-1,727	-0,529	-1,859
-1,832	-1,386	-1,847	-0,661	-1,679	-1,929	-1,910	-1,705	-0,524	-1,847
-1,710	-1,256	-1,734	-0,575	-1,630	-1,907	-1,884	-1,657	-0,484	-1,807
-1,696	-1,248	-1,714	-0,567	-1,633	-1,895	-1,895	-1,651	-0,480	-1,809
-1,692	-1,235	-1,711	-0,565	-1,627	-1,882	-1,850	-1,647	-0,472	-1,794
-1,697	-1,236	-1,718	-0,572	-1,627	-1,888	-1,862	-1,654	-0,472	-1,804
-1,706	-1,244	-1,728	-0,574	-1,619	-1,881	-1,849	-1,650	-0,476	-1,800
-1,709	-1,247	-1,716	-0,571	-1,614	-1,871	-1,838	-1,640	-0,466	-1,782
-1,715	-1,249	-1,729	-0,577	-1,619	-1,884	-1,829	-1,659	-0,476	-1,799
-1,725	-1,259	-1,734	-0,585	-1,625	-1,899	-1,844	-1,656	-0,481	-1,804
-1,732	-1,260	-1,741	-0,586	-1,618	-1,900	-1,834	-1,658	-0,489	-1,800
-1,733	-1,261	-1,739	-0,588	-1,616	-1,903	-1,846	-1,660	-0,484	-1,803
-1,739	-1,271	-1,746	-0,589	-1,609	-1,899	-1,832	-1,664	-0,478	-1,798
-1,743	-1,275	-1,747	-0,594	-1,615	-1,900	-1,838	-1,661	-0,486	-1,798
-1,750	-1,269	-1,749	-0,600	-1,617	-1,904	-1,842	-1,667	-0,489	-1,801
-1,756	-1,275	-1,748	-0,601	-1,615	-1,906	-1,840	-1,669	-0,488	-1,803
-1,764	-1,288	-1,756	-0,606	-1,609	-1,900	-1,840	-1,676	-0,485	-1,802

$\lambda, \text{ \AA}$	ζ Oph	η UMa	ν And	α Leo	ξ Tau	λ Per	π^2 Ori	109 Vir	43 Per	ϵ Aqr
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4750	-1,294	-0,976	-2,050	-0,789	-1,737	-1,973	-1,991	-1,761	-2,176	-1,766
4775	-1,299	-0,982	-2,067	-0,796	-1,746	-1,977	-2,000	-1,769	-2,182	-1,772
4800	-1,303	-0,989	-2,080	-0,803	-1,751	-1,987	-2,010	-1,778	-2,188	-1,778
4825	-1,318	-0,999	-2,092	-0,816	-1,780	-2,008	-2,037	-1,785	-2,211	-1,800
4850	-1,343	-1,072	-2,178	-0,908	-1,885	-2,121	-2,162	-1,842	-2,349	-1,941
4875	-1,341	-1,067	-2,139	-0,869	-1,845	-2,058	-2,117	-1,951	-2,293	-1,900
4900	-1,328	-1,021	-2,114	-0,835	-1,794	-2,018	-2,051	-1,822	-2,227	-1,813
4925	-1,335	-1,031	-2,119	-0,840	-1,794	-2,017	-2,051	-1,805	-2,217	-1,803
4950	-1,342	-1,028	-2,119	-0,845	-1,795	-2,020	-2,053	-1,814	-2,226	-1,815
4975	-1,349	-1,036	-2,126	-0,852	-1,799	-2,027	-2,061	-1,816	-2,233	-1,815
5000	-1,355	-1,048	-2,134	-0,861	-1,812	-2,039	-2,069	-1,827	-2,243	-1,830
5025	-1,371	-1,059	-2,147	-0,872	-1,818	-2,048	-2,075	-1,829	-2,250	-1,839
5050	-1,375	-1,068	-2,148	-0,876	-1,825	-2,054	-2,079	-1,839	-2,258	-1,848
5075	-1,375	-1,072	-2,152	-0,880	-1,827	-2,054	-2,079	-1,843	-2,260	-1,857
5100	-1,377	-1,076	-2,159	-0,878	-1,831	-2,058	-2,086	-1,847	-2,263	-1,850
5125	-1,382	-1,080	-2,168	-0,884	-1,836	-2,064	-2,091	-1,849	-2,268	-1,863
5150	-1,393	-1,086	-2,169	-0,894	-1,845	-2,071	-2,101	-1,856	-2,282	-1,874
5175	-1,390	-1,090	-2,175	-0,900	-1,848	-2,075	-2,107	-1,863	-2,287	-1,878
5200	-1,391	-1,094	-2,185	-0,905	-1,858	-2,077	-2,111	-1,866	-2,291	-1,883
5225	-1,398	-1,101	-2,193	-0,913	-1,860	-2,083	-2,114	-1,877	-2,292	-1,891
5250	-1,404	-1,108	-2,203	-0,917	-1,861	-2,087	-2,118	-1,879	-2,293	-1,889
5275	-1,411	-1,117	-2,205	-0,927	-1,877	-2,092	-2,125	-1,887	-2,298	-1,898
5300	-1,410	-1,122	-2,217	-0,931	-1,881	-2,102	-2,129	-1,893	-2,313	-1,900
5325	-1,418	-1,131	-2,222	-0,942	-1,884	-2,109	-2,133	-1,901	-2,317	-1,912
5350	-1,418	-1,134	-2,224	-0,945	-1,892	-2,111	-2,141	-1,904	-2,318	-1,912
5375	-1,428	-1,139	-2,229	-0,950	-1,900	-2,115	-2,151	-1,906	-2,319	-1,922
5400	-1,438	-1,147	-2,237	-0,960	-1,908	-2,122	-2,155	-1,915	-2,335	-1,923
5425	-1,444	-1,156	-2,247	-0,969	-1,920	-2,126	-2,164	-1,916	-2,340	-1,926
5450	-1,446	-1,166	-2,248	-0,976	-1,926	-2,144	-2,170	-1,923	-2,340	-1,932
5475	-1,451	-1,163	-2,253	-0,986	-1,926	-2,141	-2,176	-1,927	-2,351	-1,938
5500	-1,455	-1,179	-2,262	-0,991	-1,932	-2,148	-2,181	-1,940	-2,359	-1,940
5525	-1,463	-1,188	-2,266	-1,001	-1,936	-2,154	-2,187	-1,944	-2,361	-1,949
5550	-1,465	-1,194	-2,270	-1,010	-1,947	-2,162	-2,196	-1,942	-2,367	-1,954
5575	-1,473	-1,200	-2,268	-1,015	-1,949	-2,165	-2,198	-1,951	-2,373	-1,959
5600	-1,471	-1,208	-2,290	-1,017	-1,953	-2,166	-2,202	-1,962	-2,374	-1,968
5625	-1,478	-1,216	-2,293	-1,024	-1,950	-2,172	-2,207	-1,964	-2,382	-1,981
5650	-1,481	-1,224	-2,305	-1,033	-1,958	-2,180	-2,210	-1,968	-2,386	-1,982
5675	-1,484	-1,232	-2,304	-1,038	-1,974	-2,190	-2,218	-1,973	-2,400	-1,990
5700	-1,500	-1,238	-2,310	-1,042	-1,986	-2,192	-2,222	-1,985	-2,400	-1,997
5725	-1,507	-1,244	-2,319	-1,047	-1,990	-2,197	-2,233	-1,991	-2,412	-2,001
5750	-1,512	-1,252	-2,325	-1,053	-1,997	-2,206	-2,233	-1,995	-2,413	-2,006
5775	-1,520	-1,260	-2,333	-1,057	-1,998	-2,208	-2,237	-2,003	-2,424	-2,012
5800	-1,524	-1,261	-2,341	-1,057	-2,005	-2,213	-2,242	-2,001	-2,414	-2,014
5825	-1,512	-1,263	-2,338	-1,062	-2,007	-2,217	-2,242	-2,015	-2,420	-2,011
5850	-1,515	-1,270	-2,337	-0,068	-2,007	-2,216	-2,246	-2,019	-2,421	-2,017
5875	-1,540	-1,283	-2,353	-1,077	-2,019	-2,223	-2,252	-2,019	-2,428	-2,026
5900	-1,537	-1,285	-2,366	-1,084	-2,024	-2,236	-2,262	-2,023	-2,451	-2,031
5925	-1,536	-1,289	-2,361	-1,089	-2,025	-2,239	-2,265	-2,032	-2,449	-2,037
5950	-1,539	-1,294	-2,376	-1,096	-2,030	-2,243	-2,269	-2,038	-2,450	-2,041
5975	-1,549	-1,300	-2,369	-1,100	-2,028	-2,247	-2,276	-2,041	-2,458	-2,035
6000	-1,546	-1,301	-2,370	-1,100	-2,027	-2,251	-2,278	-2,048	-2,458	-2,040
6025	-1,557	-1,310	-2,387	-1,094	-2,041	-2,246	-2,282	-2,050	-2,449	-2,037
6050	-1,560	-1,319	-2,397	-1,115	-2,054	-2,261	-2,293	-2,054	-2,470	-2,049
6075	-1,557	-1,322	-2,398	-1,118	-2,054	-2,267	-2,298	-2,055	-2,480	-2,049
6100	-1,566	-1,329	-2,400	-1,124	-2,066	-2,276	-2,306	-2,058	-2,485	-2,059
6125	-1,576	-1,340	-2,407	-1,130	-2,071	-2,284	-2,314	-2,063	-2,493	-2,066
6150	-1,585	-1,350	-2,409	-1,143	-2,084	-2,289	-2,324	-2,074	-2,496	-2,080
6175	-1,593	-1,356	-2,413	-1,146	-2,092	-2,296	-2,330	-2,080	-2,508	-2,087
6200	-1,601	-1,363	-2,429	-1,152	-2,092	-2,305	-2,329	-2,081	-2,515	-2,100
6225	-1,600	-1,367	-2,433	-1,153	-2,095	-2,311	-2,331	-2,086	-2,515	-2,099
6250	-1,610	-1,370	-2,431	-1,154	-2,103	-2,310	-2,333	-2,092	-2,517	-2,101
6275	-1,628	-1,381	-2,446	-1,158	-2,107	-2,312	-2,344	-2,105	-2,525	-2,119

Таблица 3 (продолжение)

α Lac	δ Leo	72 Oph	α Aql	π^3 Ori	γ Ser	β Vir	δ Aql	α CMI	β Del
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
-1,768	-1,297	-1,761	-0,613	-1,612	-1,912	-1,834	-1,684	-0,487	-1,813
-1,778	-1,310	-1,772	-,621	-1,619	-1,910	-1,834	-1,681	-,491	-1,804
-1,792	-1,305	-1,789	-,622	-1,616	-1,905	-1,828	-1,680	-,490	-1,804
-1,824	-1,333	-1,821	-,648	-1,624	-1,911	-1,831	-1,694	-,504	-1,814
-1,968	-1,423	-1,948	-,758	-1,692	-1,952	-1,846	-1,780	-,581	-1,875
-1,911	-1,475	-1,927	-,732	-1,676	-1,964	-1,921	-1,768	-,552	-1,871
-1,827	-1,360	-1,832	-,658	-1,643	-1,924	-1,856	-1,719	-,516	-1,830
-1,818	-1,343	-1,821	-,651	-1,654	-1,924	-1,860	-1,709	-,522	-1,834
-1,817	-1,336	-1,809	-,646	-1,642	-1,921	-1,851	-1,700	-,515	-1,825
-1,824	-1,337	-1,812	-,653	-1,653	-1,924	-1,844	-1,704	-,525	-1,827
-1,832	-1,352	-1,826	-,666	-1,666	-1,940	-1,852	-1,722	-,538	-1,843
-1,839	-1,362	-1,832	-,673	-1,674	-1,944	-1,869	-1,733	-,542	-1,854
-1,846	-1,369	-1,840	-,670	-1,673	-1,943	-1,865	-1,730	-,532	-1,845
-1,848	-1,373	-1,840	-,676	-1,670	-1,934	-1,856	-1,725	-,530	-1,840
-1,853	-1,378	-1,839	-,677	-1,665	-1,930	-1,858	-1,726	-,530	-1,838
-1,859	-1,376	-1,850	-,683	-1,669	-1,938	-1,855	-1,735	-,530	-1,845
-1,864	-1,384	-1,854	-,692	-1,680	-1,944	-1,872	-1,741	-,544	-1,856
-1,870	-1,393	-1,863	-,700	-1,689	-1,957	-1,891	-1,746	-,557	-1,869
-1,874	-1,392	-1,866	-,699	-1,686	-1,953	-1,889	-1,753	-,550	-1,858
-1,881	-1,400	-1,870	-,700	-1,676	-1,949	-1,874	-1,748	-,549	-1,858
-1,881	-1,406	-1,872	-,703	-1,679	-1,948	-1,864	-1,754	-,546	-1,861
-1,893	-1,421	-1,881	-,714	-1,688	-1,955	-1,892	-1,758	-,554	-1,871
-1,897	-1,407	-1,881	-,704	-1,682	-1,941	-1,861	-1,752	-,547	-1,855
-1,903	-1,412	-1,888	-,717	-1,683	-1,945	-1,862	-1,759	-,553	-1,863
-1,905	-1,421	-1,890	-,711	-1,683	-1,946	-1,871	-1,756	-,554	-1,853
-1,909	-1,423	-1,894	-,725	-1,688	-1,952	-1,869	-1,763	-,561	-1,858
-1,916	-1,427	-1,900	-,727	-1,694	-1,959	-1,882	-1,775	-,568	-1,867
-1,927	-1,436	-1,902	-,732	-1,699	-1,959	-1,875	-1,771	-,568	-1,869
-1,930	-1,434	-1,904	-,735	-1,694	-1,962	-1,869	-1,775	-,572	-1,868
-1,936	-1,446	-1,908	-,735	-1,700	-1,968	-1,873	-1,774	-,576	-1,874
-1,945	-1,455	-1,913	-,736	-1,702	-1,969	-1,879	-1,770	-,579	-1,875
-1,950	-1,458	-1,919	-,745	-1,712	-1,970	-1,873	-1,781	-,582	-1,875
-1,951	-1,467	-1,921	-,746	-1,716	-1,972	-1,880	-1,775	-,584	-1,873
-1,958	-1,471	-1,929	-,754	-1,716	-1,982	-1,887	-1,791	-,593	-1,881
-1,965	-1,473	-1,938	-,761	-1,717	-1,983	-1,897	-1,792	-,595	-1,893
-1,969	-1,477	-1,943	-,757	-1,716	-1,982	-1,891	-1,793	-,594	-1,893
-1,975	-1,483	-1,949	-,769	-1,721	-1,983	-1,888	-1,797	-,596	-1,892
-1,986	-1,492	-1,955	-,777	-1,722	-1,986	-1,898	-1,803	-,602	-1,898
-1,991	-1,499	-1,957	-,778	-1,728	-1,988	-1,901	-1,815	-,603	-1,899
-1,995	-1,503	-1,962	-,786	-1,731	-1,989	-1,902	-1,807	-,601	-1,898
-1,999	-1,507	-1,969	-,787	-1,731	-1,995	-1,899	-1,818	-,604	-1,896
-2,006	-1,507	-1,975	-,790	-1,735	-1,992	-1,901	-1,821	-,606	-1,905
-2,011	-1,512	-1,979	-,792	-1,735	-1,990	-1,908	-1,816	-,606	-1,903
-2,013	-1,509	-1,979	-,790	-1,731	-1,987	-1,898	-1,814	-,603	-1,896
-2,017	-1,512	-1,981	-,793	-1,729	-1,996	-1,893	-1,816	-,605	-1,896
-2,025	-1,529	-1,986	-,807	-1,737	-1,999	-1,904	-1,819	-,610	-1,913
-2,035	-1,540	-1,995	-,814	-1,757	-2,016	-1,924	-1,829	-,625	-1,926
-2,043	-1,544	-1,997	-,815	-1,745	-2,008	-1,911	-1,830	-,614	-1,915
-2,046	-1,534	-1,998	-,809	-1,749	-2,002	-1,910	-1,840	-,616	-1,920
-2,048	-1,549	-2,000	-,811	-1,748	-2,007	-1,904	-1,845	-,612	-1,912
-2,047	-1,524	-2,003	-,811	-1,740	-2,010	-1,915	-1,836	-,618	-1,916
-2,056	-1,539	-1,994	-,815	-1,749	-2,018	-1,921	-1,831	-,613	-1,919
-2,063	-1,543	-2,016	-,824	-1,759	-2,017	-1,918	-1,845	-,633	-1,916
-2,062	-1,539	-2,025	-,827	-1,755	-2,016	-1,916	-1,850	-,633	-1,927
-2,074	-1,553	-2,029	-,834	-1,767	-2,021	-1,923	-1,854	-,641	-1,926
-2,083	-1,559	-2,034	-,841	-1,765	-2,024	-1,935	-1,861	-,647	-1,948
-2,088	-1,585	-2,045	-,852	-1,768	-2,037	-1,929	-1,861	-,658	-1,956
-2,089	-1,582	-2,044	-,854	-1,770	-2,033	-1,939	-1,876	-,662	-1,952
-2,096	-1,583	-2,049	-,859	-1,762	-2,032	-1,931	-1,873	-,663	-1,951
-2,103	-1,586	-2,055	-,864	-1,776	-2,041	-1,940	-1,875	-,665	-1,954
-2,104	-1,596	-2,066	-,861	-1,782	-2,044	-1,943	-1,883	-,669	-1,953
-2,114	-1,605	-2,073	-,873	-1,791	-2,044	-1,953	-1,891	-,665	-1,958

$\lambda, \text{ \AA}$	ζ Oph	η UMa	ν And	α Leo	ξ Tau	λ Per	π^2 Ori	109 Vir	43 Peg	ε Aqr
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
6300	-1,631	-1,386	-2,453	-1,159	-2,109	-2,312	-2,342	-2,110	-2,529	-2,112
6325	-1,619	-1,386	-2,458	-1,163	-2,116	-2,316	-2,347	-2,110	-2,525	-2,117
6350	-1,623	-1,393	-2,467	-1,170	-2,115	-2,320	-2,353	-2,107	-2,536	-2,124
6375	-1,626	-1,399	-2,468	-1,177	-2,121	-2,326	-2,352	-2,114	-2,533	-2,123
6400	-1,629	-1,402	-2,464	-1,185	-2,126	-2,327	-2,356	-2,122	-2,533	-2,121
6425	-1,638	-1,409	-2,487	-1,194	-2,135	2,331	-2,366	-2,126	-2,550	-2,140
6450	-1,648	-1,418	-2,493	-1,195	-2,149	2,339	-2,377	-2,131	-2,565	-2,142
6475	-1,650	-1,424	-2,509	-1,203	-2,154	2,346	-2,381	-2,143	-2,582	-2,142
6500	-1,663	-1,431	-2,515	-1,221	-2,161	2,363	-2,397	-2,141	-2,595	-2,155
6525	-1,674	-1,445	-2,524	-1,238	-2,183	2,376	-2,410	-2,138	-2,601	-2,176
6550	-1,688	-1,485	-2,569	-1,272	-2,229	2,425	-2,463	-2,159	-2,666	-2,241
6575	-1,704	-1,505	-2,572	-1,287	-2,244	2,433	-2,494	-2,253	-2,705	-2,255
6600	-1,681	-1,461	-2,523	-1,240	-2,189	2,316	-2,427	-2,238	-2,617	-2,193
6625	-1,684	-1,457	-2,528	-1,236	-2,187	2,312	-2,414	-2,172	-2,597	-2,179
6650	-1,686	-1,463	-2,542	-1,244	-2,185	2,381	-2,415	-2,170	-2,592	-2,182
6675	-1,703	-1,475	-2,529	-1,250	-2,191	2,389	-2,419	-2,175	-2,595	-2,195
6700	-1,708	-1,475	-2,540	-1,255	-2,197	2,388	-2,429	-2,185	-2,609	-2,203
6725	-1,701	-1,479	-2,540	-1,252	-2,201	2,390	-2,435	-2,190	-2,618	-2,202
6750	-1,699	-1,486	-2,558	-1,260	-2,206	2,398	-2,433	-2,191	-2,618	-2,205
6775	-1,706	-1,491	-2,560	-1,265	-2,211	2,407	-2,433	-2,201	-2,623	-2,220
6800	-1,719	-1,503	-2,547	-1,275	-2,214	2,419	-2,446	-2,208	-2,642	-2,223
6825	-1,708	-1,498	-2,545	-1,273	-2,219	2,409	-2,442	-2,216	-2,634	-2,208
6850	-1,698	-1,499	-2,565	-1,295	-2,239	2,430	-2,448	-2,212	-2,636	-2,215
6875	-1,722	-1,514	-2,579	-1,301	-2,250	2,427	-2,462	-2,236	-2,661	-2,227
6900	-1,732	-1,512	-2,591	-1,304	-2,267	2,433	-2,467	-2,234	-2,668	-2,232
6925	-1,728	-1,525	-2,603	-1,311	-2,256	2,444	-2,479	-2,232	-2,663	-2,237
6950	-1,729	-1,534	-2,609	-1,316	-2,259	2,458	-2,485	-2,227	-2,658	-2,248
6975	-1,732	-1,536	-2,616	-1,325	-2,263	2,458	-2,487	-2,250	-2,678	-2,244
7000	-1,739	-1,547	-2,629	-1,332	-2,277	2,468	-2,496	-2,247	-2,688	-2,260
7025	-1,750	-1,557	-2,625	-1,339	-2,285	2,468	-2,499	-2,256	-2,688	-2,250
7050	-1,757	-1,566	-2,627	-1,343	-2,289	2,472	-2,506	-2,262	-2,692	-2,281
7075	-1,772	-1,565	-2,639	-1,349	-2,284	2,485	-2,512	-2,277	-2,694	-2,277
7100	-1,762	-1,565	-2,647	-1,348	-2,301	2,481	-2,514	-2,278	-2,698	-2,254
7125	-1,763	-1,570	-2,644	-1,363	-2,308	2,481	-2,519	-2,281	-2,701	-2,256
7150	-1,764	-1,563	-2,645	-1,354	-2,287	2,475	-2,515	-2,286	-2,696	-2,273
7175	-1,776	-1,583	-2,659	-1,372	-2,279	2,489	-2,516	-2,297	-2,716	-2,277
7200	-1,784	-1,591	-2,683	-1,397	-2,339	2,529	-2,569	-2,299	-2,739	-2,280
7225	-1,779	-0,596	-2,679	-1,395	-2,319	2,509	-2,554	-2,328	-2,722	-2,296
7250	-1,819	-1,619	-2,688	-1,415	-2,339	2,529	-2,574	-2,317	-2,735	-2,323
7275	-1,815	-1,616	-2,712	-1,394	-2,324	2,539	-2,582	-2,329	-2,735	-2,313
7300	-1,828	-1,627	-2,681	-1,405	-2,345	2,538	-2,585	-2,332	-2,750	-2,315
7325	-1,820	-1,625	-2,693	-1,404	-2,361	2,540	-2,561	-2,327	-2,759	-2,326
7350	-1,822	-1,627	-2,693	-1,410	-2,355	2,526	-2,557	-2,330	-2,759	-2,336
7375	-1,829	-1,632	-2,701	-1,418	-2,369	2,536	-2,565	-2,311	-2,769	-2,341
7400	-1,819	-1,633	-2,720	-1,425	-2,350	2,538	-2,572	-2,321	-2,763	-2,343
7425	-1,821	-1,639	-2,701	-1,435	-2,353	2,545	-2,578	-2,328	-2,755	-2,326
7450	-1,846	-1,642	-2,739	-1,443	-2,365	2,547	-2,578	-2,327	-2,754	-2,356
7475	-1,854	-1,653	-2,704	-1,440	-2,347	2,555	-2,565	-2,311	-2,778	-2,371
7500	-1,852	-1,652	-2,713	-1,447	-3,357	2,558	-2,577	-2,332	-2,765	-2,364
7525	-1,841	-1,664	-2,704	-1,442	-3,393	2,568	-2,594	-2,348	-2,776	-2,369
7550	-1,851	-1,672	-2,725	-1,455	-2,396	2,572	-2,597	-2,357	-2,760	-2,354
σ_1	10	5	9	7	11	8	9	8	14	18
σ_2	8	4	7	5	6	6	7	7	7	12
σ_3	9	5	9	8	9	7	9	5	9	13
σ_4	6	3	7	5	6	5	5	5	5	6
σ_5	7	4	15	6	10	7	8	10	11	10

Таблица 3 (продолжение)

α Lac	δ Leo	ζ Oph	α Aql	π^2 Ori	γ Ser	β Vir	δ Aql	α Cmi	β Del
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
-2,115	-1,599	-2,066	-,875	-1,784	-2,049	-1,955	-1,893	-0,656	-1,961
-2,120	-1,611	-2,075	-,875	-1,786	-2,052	-1,948	-1,887	-,662	-1,964
-2,123	-1,610	-2,071	-,880	-1,797	-2,045	-1,951	-1,893	-,662	-1,968
-2,129	-1,610	-2,070	-,884	-1,798	-2,049	-1,958	-1,899	-,666	-1,962
-2,129	-1,616	-2,078	-,886	-1,799	-2,057	-1,950	-1,897	-,669	-1,965
-2,131	-1,625	-2,088	-,893	-1,807	-2,055	-1,961	-1,903	-,680	-1,977
-2,151	-1,622	-2,099	-,900	-1,818	-2,056	-1,950	-1,920	-,684	-1,981
-2,163	-1,635	-2,103	-,904	-1,825	-2,064	-1,957	-1,913	-,680	-1,986
-2,174	-1,641	-2,116	-,913	-1,833	-2,064	-1,969	-1,915	-,695	-2,006
-2,194	-1,664	-2,133	-,928	-1,843	-2,077	-1,974	-1,936	-,703	-2,000
-2,266	-1,717	-2,213	-1,000	-1,866	-2,104	-1,956	-1,989	-,742	-2,040
-2,290	-1,772	-2,215	-,994	-1,886	-2,129	-1,983	-1,989	-,749	-2,056
-2,211	-1,683	-2,144	-,936	-1,841	-2,087	-1,989	-1,938	-,708	-2,008
-2,186	-1,654	-2,126	-,925	-1,834	-2,081	-1,967	-1,926	-,700	-2,004
-2,190	-1,664	-2,132	-,927	-1,835	-2,075	-1,965	-1,928	-,704	-1,996
-2,196	-1,662	-2,131	-,926	-1,837	-2,085	-1,968	-1,939	-,709	-2,004
-2,196	-1,666	-2,132	-,927	-1,842	-2,089	-1,977	-1,937	-,708	-2,009
-2,202	-1,678	-2,141	-,932	-1,844	-2,089	-1,977	-1,944	-,714	-2,007
-2,215	-1,678	-2,149	-,943	-1,846	-2,082	-1,988	-1,948	-,713	-2,010
-2,221	-1,691	-2,152	-,943	-1,855	-2,099	-1,995	-1,955	-,715	-2,017
-2,224	-1,697	-2,160	-,955	-1,855	-2,105	-1,996	-1,952	-,721	-2,014
-2,221	-1,698	-2,162	-,947	-1,837	-2,096	-1,991	-1,953	-,716	-2,007
-2,230	-1,682	-2,161	-,947	-1,845	-2,098	-1,994	-1,951	-,718	-2,019
-2,245	-1,695	-2,174	-,963	-1,863	-2,124	-2,005	-1,943	-,741	-2,044
-2,244	-1,700	-2,169	-,954	-1,860	-2,111	-2,009	-1,962	-,735	-2,048
-2,257	-1,704	-2,178	-,974	-1,861	-2,117	-2,019	-1,969	-,743	-2,049
-2,262	-1,709	-2,182	-,980	-1,868	-2,113	-2,014	-1,972	-,748	-2,055
-2,262	-1,712	-2,186	-,977	-1,875	-2,115	-2,017	-1,971	-,746	-2,035
-2,268	-1,744	-2,199	-,985	-1,887	-2,136	-2,020	-1,981	-,761	-2,048
-2,282	-1,741	-2,196	-,988	-1,889	-2,134	-2,025	-1,984	-,765	-2,062
-2,288	-1,742	-2,202	-0,992	-1,892	-2,124	-2,037	-1,996	-,764	-2,061
-2,287	-1,737	-2,209	-1,002	-1,894	-2,122	-2,039	-2,001	-,769	-2,067
-2,278	-1,751	-2,210	-,994	-1,902	-2,125	-2,047	-1,997	-,764	-2,068
-2,292	-1,735	-2,215	-,989	-1,906	-2,120	-2,043	-1,995	-,758	-2,061
-2,305	-1,712	-2,217	-,980	-1,893	-2,127	-2,050	-1,991	-,760	-2,067
-2,309	-1,743	-2,220	-1,014	-1,919	-2,150	-2,052	-2,004	-,795	-2,074
-2,313	-1,769	-2,230	-1,007	-1,942	-2,153	-2,058	-2,023	-,790	-2,102
-2,312	-1,747	-2,240	-1,019	-1,913	-2,149	-2,055	-2,027	-,804	-2,080
-2,338	-1,784	-2,260	-1,050	-1,922	-2,179	-2,071	-2,030	-,801	-2,120
-2,330	-1,781	-2,255	-1,035	-1,929	-2,163	-2,068	-2,032	-,807	-2,096
-2,338	-1,798	-2,269	-1,058	-1,949	-2,192	-2,073	-2,046	-,809	-2,107
-2,341	-1,781	-2,261	-1,048	-1,939	-2,181	-2,080	-2,035	-,815	-2,099
-2,354	-1,798	-2,263	-1,055	-1,930	-2,179	-2,085	-2,044	-,794	-2,109
-2,352	-1,801	-2,274	-1,056	-1,931	-2,181	—	-2,054	-,811	-2,114
-2,354	-1,821	-2,274	-1,057	-1,934	-2,190	—	-2,071	-,816	-2,119
-2,360	-1,838	-2,291	-1,068	-1,931	-2,196	—	-2,059	-,824	-2,124
-2,359	-1,824	-2,292	-1,070	-1,941	-2,192	—	-2,064	-,831	-2,118
-2,370	-1,836	-2,288	-1,072	-1,943	-2,191	—	-2,075	-,823	-2,119
-2,363	-1,817	-2,272	-1,070	-1,957	-2,192	—	-2,082	-,833	-2,118
-2,359	-1,824	-2,295	-1,077	-1,966	-2,197	—	-2,073	-,838	-2,134
-2,364	-1,835	-2,284	-1,087	-1,966	-2,195	—	-2,068	-,846	-2,133
8	14	9	8	11	30	12	14	11	15
6	12	6	6	9	9	8	8	6	9
8	13	7	8	11	9	11	8	12	9
5	8	7	6	8	6	5	4	6	5
8	11	9	6	9	9	8	8	6	8

$\lambda, \text{ \AA}$	η Ser	η Cep	γ Cep	ι Ori	γ Ori	ϵ Del	β Tau	ζ^2 Cet	α Peg	α Oph
	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
3200	-2,502	-2,543	-2,726	-0,871	-0,491	-1,753	-0,809	-2,124	-1,468	-1,481
3225	-2,493	-2,600	-2,694	-853	-495	-1,752	-810	-2,128	-1,472	-1,492
3250	-2,478	-2,501	-2,690	-867	-503	-1,780	-818	-2,137	-1,489	-1,483
3275	-2,382	-2,422	-2,588	-851	-502	-1,766	-813	-2,122	-1,477	-1,471
3300	-2,375	-2,426	-2,507	-843	-520	-1,778	-807	-2,131	-1,466	-1,453
3325	-2,402	-2,437	-2,539	-857	-532	-1,758	-811	-2,111	-1,457	-1,449
3350	-2,423	-2,454	-2,554	-879	-538	-1,772	-825	-2,123	-1,469	-1,449
3375	-2,432	-2,484	-2,571	-875	-565	-1,789	-824	-2,125	-1,467	-1,453
3400	-2,372	-2,418	-2,540	-879	-568	-1,789	-829	-2,131	-1,469	-1,451
3425	-2,283	-2,410	-2,528	-893	-579	-1,792	-826	-2,140	-1,470	-1,437
3450	-2,218	-2,435	-2,528	-887	-589	-1,803	-824	-2,139	-1,481	-1,435
3475	-2,290	-2,404	-2,531	-883	-598	-1,804	-828	-2,133	-1,477	-1,444
3500	-2,322	-2,377	-2,494	-894	-605	-1,814	-834	-2,127	-1,469	-1,442
3525	-2,321	-2,362	-2,468	-900	-625	-1,818	-832	-2,121	-1,463	-1,427
3550	-2,322	-2,374	-2,505	-919	-630	-1,815	-836	-2,120	-1,464	-1,425
3575	-2,412	-2,470	-2,592	-934	-633	-1,816	-841	-2,120	-1,470	-1,445
3600	-2,313	-2,376	-2,489	-950	-649	-1,823	-844	-2,143	-1,474	-1,438
3625	-2,275	-2,306	-2,402	-962	-656	-1,836	-851	-2,147	-1,476	-1,431
3650	-2,191	-2,241	-2,304	-968	-656	-1,835	-868	-2,148	-1,476	-1,418
3675	-2,184	-2,223	-2,282	-978	-658	-1,845	-864	-2,148	-1,478	-1,416
3700	-2,179	-2,262	-2,299	-995	-675	-1,844	-864	-2,153	-1,463	-1,409
3725	-2,269	-2,332	-2,421	-1,012	-678	-1,813	-849	-2,127	-1,424	-1,359
3750	-2,299	-2,369	-2,459	-1,022	-670	-1,789	-816	-2,065	-1,345	-1,344
3775	-2,205	-2,269	-2,356	-1,018	-659	-1,748	-776	-1,997	-1,264	-1,259
3800	2,299	2,332	2,431	-1,023	-667	-1,733	-756	-1,954	-1,225	-1,234
3825	2,403	2,479	2,599	-1,035	-659	-1,706	-741	-1,916	-1,188	-1,209
3850	2,434	2,469	2,599	-1,033	-689	-1,681	-721	-1,864	-1,134	-1,139
3875	2,337	2,384	2,499	-1,030	-655	-1,707	-721	-1,856	-1,139	-1,144
3900	2,229	2,259	2,325	-1,051	-704	-1,702	-740	-1,892	-1,170	-1,164
3925	2,317	2,378	2,425	-1,043	-656	-1,639	-678	-1,785	-1,071	-1,105
3950	2,249	2,299	2,360	-1,065	-656	-1,689	-705	-1,830	-1,116	-1,129
3975	2,129	2,199	2,239	-1,098	-744	-1,751	-780	-1,944	-1,216	-1,174
4000	2,059	2,049	2,069	-1,086	-687	-1,669	-704	-1,810	-1,082	-1,029
4025	2,035	2,032	2,046	-1,102	-697	-1,679	-707	-1,791	-1,070	-1,009
4050	2,063	2,056	2,082	-1,099	-683	-1,666	-703	-1,796	-1,074	-1,022
4075	1,969	2,024	2,041	-1,117	-689	-1,703	-725	-1,821	-1,112	-1,074
4100	1,946	2,009	2,024	-1,144	-729	-1,783	-816	-1,975	-1,257	-1,203
4125	1,962	2,023	2,055	-1,124	-736	-1,718	-743	-1,867	-1,131	-1,071
4150	1,977	2,036	2,070	-1,111	-724	-1,699	-727	-1,810	-1,095	-1,029
4175	1,975	2,032	2,060	-1,107	-721	-1,699	-730	-1,806	-1,095	-1,034
4200	1,957	2,023	2,038	-1,124	-726	-1,708	-745	-1,815	-1,108	-1,032
4225	1,941	2,012	2,018	-1,142	-734	-1,717	-756	-1,833	-1,125	-1,040
4250	1,936	2,008	1,998	-1,146	-743	-1,724	-763	-1,838	-1,133	-1,039
4275	1,957	2,034	2,009	-1,144	-755	-1,727	-769	-1,847	-1,139	-1,053
4300	2,001	2,064	2,040	-1,162	-763	-1,749	-783	-1,865	-1,159	-1,085
4325	1,893	1,959	1,927	-1,180	-781	-1,817	-840	-1,956	-1,251	-1,187
4350	1,870	1,935	1,893	-1,199	-849	-1,827	-860	-2,014	-1,279	-1,195
4375	1,884	1,968	1,920	-1,182	-788	-1,770	-802	-1,886	-1,174	-1,088
4400	1,879	1,947	1,916	-1,188	-802	-1,768	-803	-1,877	-1,168	-1,074
4425	1,833	1,912	1,871	-1,200	-802	-1,777	-806	-1,882	-1,169	-1,069
4450	1,832	1,903	1,854	-1,211	-813	-1,784	-814	-1,881	-1,175	-1,075
4475	1,800	1,874	1,821	-1,224	-833	-1,795	-826	-1,895	-1,184	-1,084
4500	1,773	1,846	1,794	-1,224	-827	-1,792	-829	-1,900	-1,189	-1,081
4525	1,793	1,859	1,813	-1,234	-826	-1,802	-836	-1,909	-1,194	-1,088
4550	1,784	1,852	1,795	-1,346	-833	-1,808	-846	-1,919	-1,203	-1,092
4575	1,786	1,843	1,782	-1,249	-839	-1,811	-857	-1,929	-1,211	-1,101
4600	1,771	1,834	1,780	-1,255	-848	-1,821	-862	-1,935	-1,216	-1,099
4625	1,755	1,830	1,767	-1,251	-863	-1,826	-868	-1,936	-1,221	-1,099
4650	1,769	1,843	1,791	-1,264	-874	-1,838	-872	-1,940	-1,226	-1,103
4675	1,772	1,844	1,793	-1,269	-875	-1,848	-879	-1,945	-1,231	-1,111
4700	1,766	1,842	1,797	-1,271	-879	-1,850	-887	-1,952	-1,239	-1,117
4725	1,754	1,823	1,770	-1,278	-887	-1,860	-891	-1,957	-1,246	-1,119

$\lambda, \text{ \AA}$	η Ser	η Cep	γ Cep	ι Ori	γ Ori	ϵ Del	β Tau	ξ^2 Cet	α Peg	α Oph
	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
4750	-1,747	-1,815	-1,761	-1,277	-0,890	-1,871	-0,897	-1,966	-1,253	-1,123
4775	-1,741	-1,808	-1,756	-1,287	-0,897	-1,874	-0,906	-1,975	-1,259	-1,131
4800	-1,736	-1,805	-1,737	-1,298	-0,911	-1,877	-0,915	-1,982	-1,268	-1,140
4825	-1,735	-1,805	-1,744	-1,306	-0,917	-1,892	-0,927	-2,011	-1,291	-1,170
4850	-1,752	-1,835	-1,765	-1,340	-0,932	-1,955	-1,009	-2,145	-1,419	-1,280
4875	-1,771	-1,832	-1,767	-1,334	-1,002	-1,959	-0,975	-2,095	-1,361	-1,266
4900	-1,742	-1,817	-1,752	-1,340	-0,940	-1,913	-0,948	-2,018	-1,299	-1,181
4925	-1,748	-1,825	-1,759	-1,348	-0,949	-1,919	-0,952	-2,012	-1,297	-1,167
4950	-1,733	-1,805	-1,741	-1,362	-0,955	-1,918	-0,956	-2,023	-1,301	-1,165
4975	-1,739	-1,809	-1,747	-1,365	-0,957	-1,922	-0,966	-2,029	-1,305	-1,169
5000	-1,757	-1,830	-1,771	-1,386	-0,965	-1,938	-0,976	-2,034	-1,313	-1,179
5025	-1,769	-1,834	-1,779	-1,392	-0,978	-1,947	-0,984	-2,045	-1,323	-1,191
5050	-1,755	-1,823	-1,766	-1,398	-0,984	-1,951	-0,988	-2,054	-1,332	-1,192
5075	-1,751	-1,825	-1,762	-1,402	-0,987	-1,952	-0,991	-2,057	-1,334	-1,194
5100	-1,751	-1,827	-1,760	-1,407	-0,991	-1,952	-0,998	-2,061	-1,338	-1,198
5125	-1,757	-1,832	-1,780	-1,414	-0,996	-1,967	-1,002	-2,067	-1,333	-1,204
5150	-1,770	-1,851	-1,797	-1,420	-1,007	-1,973	-1,006	-2,070	-1,349	-1,212
5175	-1,792	-1,870	-1,836	-1,421	-1,009	-1,977	-1,012	-2,074	-1,355	-1,218
5200	-1,763	-1,834	-1,781	-1,424	-1,014	-1,972	-1,017	-2,080	-1,358	-1,219
5225	-1,752	-1,817	-1,758	-1,431	-1,026	-1,989	-1,023	-2,085	-1,364	-1,222
5250	-1,745	-1,809	-1,743	-1,436	-1,030	-1,990	-1,031	-2,086	-1,368	-1,222
5275	-1,753	-1,816	-1,749	-1,434	-1,039	-2,008	-1,039	-2,103	-1,377	-1,233
5300	-1,726	-1,785	-1,708	-1,450	-1,045	-2,009	-1,046	-2,106	-1,382	-1,231
5325	-1,733	-1,788	-1,719	-1,466	-1,054	-2,014	-1,051	-2,109	-1,389	-1,235
5350	-1,720	-1,787	-1,707	-1,479	-1,057	-2,016	-1,059	-2,113	-1,391	-1,235
5375	-1,721	-1,792	-1,711	-1,481	-1,062	-2,025	-1,067	-2,118	-1,399	-1,241
5400	-1,739	-1,806	-1,727	-1,494	-1,064	-2,035	-1,073	-2,126	-1,405	-1,248
5425	-1,732	-1,800	-1,713	-1,496	-1,073	-2,037	-1,082	-2,132	-1,413	-1,253
5450	-1,721	-1,791	-1,712	-1,505	-1,079	-2,043	-1,093	-2,140	-1,418	-1,256
5475	-1,729	-1,793	-1,715	-1,514	-1,088	-2,053	-1,100	-2,157	-1,423	-1,259
5500	-1,721	-1,793	-1,713	-1,525	-1,095	-2,055	-1,105	-2,158	-1,431	-1,264
5525	-1,721	-1,792	-1,710	-1,533	-1,101	-2,065	-1,113	-2,158	-1,437	-1,272
5550	-1,714	-1,785	-1,699	-1,541	-1,109	-2,066	-1,123	-2,163	-1,443	-1,276
5575	-1,721	-1,800	-1,718	-1,545	-1,120	-2,071	-1,125	-2,167	-1,446	-1,280
5600	-1,725	-1,797	-1,714	-1,553	-1,126	-2,085	-1,128	-2,174	-1,453	-1,287
5625	-1,721	-1,794	-1,713	-1,551	-1,135	-2,097	-1,135	-2,177	-1,458	-1,291
5650	-1,726	-1,795	-1,712	-1,561	-1,144	-2,096	-1,143	-2,186	-1,463	-1,296
5675	-1,726	-1,795	-1,706	-1,573	-1,154	-2,103	-1,150	-2,198	-1,471	-1,301
5700	-1,730	-1,807	-1,721	-1,583	-1,161	-2,125	-1,156	-2,198	-1,478	-1,304
5725	-1,721	-1,790	-1,697	-1,594	-1,168	-2,121	-1,162	-2,207	-1,484	-1,310
5750	-1,721	-1,786	-1,698	-1,597	-1,175	-2,131	-1,169	-2,213	-1,487	-1,315
5775	-1,729	-1,796	-1,703	-1,602	-1,183	-2,128	-1,176	-2,216	-1,495	-1,314
5800	-1,719	-1,786	-1,694	-1,611	-1,187	-2,136	-1,177	-2,221	-1,498	-1,319
5825	-1,703	-1,776	-1,686	-1,613	-1,188	-2,139	-1,181	-2,224	-1,498	-1,323
5850	-1,702	-1,784	-1,685	-1,612	-1,194	-2,143	-1,187	-2,228	-1,502	-1,326
5875	-1,717	-1,800	-1,709	-1,638	-1,205	-2,154	-1,196	-2,239	-1,511	-1,337
5900	-1,730	-1,808	-1,725	-1,643	-1,211	-2,161	-1,201	-2,244	-1,521	-1,343
5925	-1,712	-1,787	-1,691	-1,646	-1,216	-2,168	-1,203	-2,247	-1,527	-1,340
5950	-1,715	-1,785	-1,693	-1,650	-1,222	-2,167	-1,210	-2,256	-1,528	-1,341
5975	-1,710	-1,781	-1,685	-1,653	-1,225	-2,167	-1,210	-2,254	-1,530	-1,352
6000	-1,710	-1,784	-1,690	-1,644	-1,233	-2,174	-1,211	-2,256	-1,531	-1,352
6025	-1,712	-1,780	-1,689	-1,661	-1,242	-2,187	-1,215	-2,267	-1,548	-1,357
6050	-1,709	-1,785	-1,691	-1,668	-1,246	-2,204	-1,234	-2,286	-1,556	-1,359
6075	-1,709	-1,791	-1,689	-1,667	-1,249	-2,205	-1,236	-2,292	-1,559	-1,362
6100	-1,717	-1,797	-1,706	-1,673	-1,259	-2,205	-1,245	-2,298	-1,566	-1,371
6125	-1,728	-1,805	-1,703	-1,675	-1,265	-2,202	-1,252	-2,297	-1,573	-1,379
6150	-1,739	-1,808	-1,713	-1,681	-1,272	-2,215	-1,266	-2,300	-1,581	-1,387
6175	-1,733	-1,799	-1,710	-1,677	-1,268	-2,215	-1,272	-2,301	-1,585	-1,391
6200	-1,726	-1,805	-1,708	-1,680	-1,267	-2,218	-1,283	-2,313	-1,593	-1,397
6225	-1,739	-1,814	-1,713	-1,697	-1,271	-2,228	-1,284	-2,325	-1,595	-1,402
6250	-1,739	-1,813	-1,720	-1,700	-1,273	-2,239	-1,284	-2,323	-1,597	-1,403
6275	-1,738	-1,813	-1,721	-1,722	-1,283	-2,254	-1,288	-2,338	-1,607	-1,405

Таблица 3 (продолжение)

ϵ Hya	δ Boo	ϵ Oph	ζ Cyg	α Ser	β Oph	ϵ Aql	μ Aql	20 Cyg	39 Cyg
31	32	33	34	35	36	37	38	38	40
-1,767	-1,849	-1,742	-2,423	-1,553	-1,612	-2,079	-2,284	-2,527	-2,308
-1,769	-1,845	-1,735	-2,415	-1,535	-1,601	-2,068	-2,285	-2,515	-2,305
-1,762	-1,835	-1,727	-2,402	-1,517	-1,586	-2,067	-2,261	-2,498	-2,286
-1,763	-1,837	-1,730	-2,405	-1,521	-1,578	-2,060	-2,267	-2,506	-2,289
-1,820	-1,853	-1,750	-2,435	-1,552	-1,604	-2,078	-2,279	-2,526	-2,308
-1,822	-1,871	-1,759	-2,431	-1,560	-1,611	-2,094	-2,295	-2,527	-2,316
-1,781	-1,843	-1,731	-2,409	-1,531	-1,591	-2,061	-2,271	-2,504	-2,294
-1,788	-1,853	-1,750	-2,419	-1,534	-1,591	-2,066	-2,267	-2,502	-2,284
-1,775	-1,833	-1,723	-2,400	-1,508	-1,568	-2,046	-2,243	-2,479	-2,262
-1,783	-1,840	-1,733	-2,413	-1,519	-1,583	-2,059	-2,258	-2,499	-2,276
-1,801	-1,851	-1,749	-2,434	-1,547	-1,605	-2,083	-2,288	-2,530	-2,294
-1,798	-1,869	-1,757	-2,441	-1,560	-1,626	-2,089	-2,304	-2,533	-2,298
-1,791	-1,855	-1,742	-2,427	-1,543	-1,602	-2,072	-2,285	-2,517	-2,283
-1,778	-1,856	-1,734	-2,417	-1,546	-1,604	-2,069	-2,286	-2,534	-2,291
-1,782	-1,846	-1,728	-2,418	-1,544	-1,611	-2,066	-2,294	-2,541	-2,294
-1,792	-1,848	-1,743	-2,434	-1,558	-1,613	-2,075	-2,302	-2,553	-2,301
-1,795	-1,868	-1,761	-2,449	-1,571	-1,624	-2,099	-2,325	-2,574	-2,324
-1,824	-1,887	-1,780	-2,465	-1,608	-1,663	-2,119	-2,353	-2,582	-2,352
-1,801	-1,852	-1,749	-2,419	-1,557	-1,607	-2,082	-2,290	-2,524	-2,308
-1,789	-1,853	-1,746	-2,406	-1,534	-1,586	-2,066	-2,264	-2,487	-2,272
-1,788	-1,846	-1,743	-2,402	-1,516	-1,568	-2,054	-2,250	-2,475	-2,257
-1,795	-1,848	-1,751	-2,402	-1,523	-1,578	-2,054	-2,251	-2,471	-2,260
-1,769	-1,820	-1,713	-2,369	-1,471	-1,534	-2,021	-2,197	-2,431	-2,203
-1,784	-1,833	-1,728	-2,380	-1,485	-1,546	-2,052	-2,205	-2,440	-2,217
-1,783	-1,812	-1,707	-2,364	-1,461	-1,525	-2,014	-2,196	-2,425	-2,192
-1,784	-1,819	-1,711	-2,369	-1,468	-1,530	-2,016	-2,189	-2,424	-2,186
-1,801	-1,831	-1,729	-2,393	-1,494	-1,552	-2,037	-2,230	-2,450	-2,216
-1,791	-1,829	-1,723	-2,374	-1,485	-1,536	-2,022	-2,208	-2,428	-2,192
-1,792	-1,819	-1,708	-2,370	-1,468	-1,526	-2,018	-2,201	-2,420	-2,189
-1,797	-1,821	-1,716	-2,375	-1,480	-1,537	-2,028	-2,200	-2,434	-2,196
-1,801	-1,822	-1,713	-2,377	-1,475	-1,535	-2,027	-2,195	-2,434	-2,183
-1,794	-1,820	-1,714	-2,369	-1,472	-1,531	-2,027	-2,198	-2,425	-2,178
-1,801	-1,805	-1,710	-2,359	-1,456	-1,522	-2,016	-2,184	-2,415	-2,163
-1,805	-1,819	-1,713	-2,369	-1,465	-1,530	-2,016	-2,201	-2,421	-2,171
-1,804	-1,825	-1,718	-2,370	-1,471	-1,531	-2,020	-2,192	-2,419	-2,176
-1,804	-1,819	-1,712	-2,370	-1,471	-1,526	-2,014	-2,180	-2,416	-2,171
-1,804	-1,827	-1,727	-2,374	-1,468	-1,526	-2,015	-2,183	-2,413	-2,167
-1,795	-1,815	-1,716	-2,364	-1,462	-1,518	-2,014	-2,179	-2,407	-2,162
-1,812	-1,832	-1,719	-2,372	-1,469	-1,528	-2,018	-2,187	-2,413	-2,167
-1,802	-1,817	-1,716	-2,362	-1,453	-1,511	-2,010	-2,173	-2,401	-2,158
-1,797	-1,821	-1,711	-2,354	-1,454	-1,514	-1,995	-2,170	-2,399	-2,150
-1,798	-1,811	-1,714	-2,366	-1,459	-1,515	-2,001	-2,166	-2,402	-2,147
-1,804	-1,816	-1,707	-2,354	-1,452	-1,507	-1,999	-2,161	-2,380	-2,149
-1,789	-1,792	-1,690	-2,335	-1,431	-1,485	-1,988	-2,147	-2,366	-2,123
-1,793	-1,803	-1,692	-2,340	-1,434	-1,495	-1,983	-2,150	-2,377	-2,132
-1,808	-1,812	-1,709	-2,358	-1,457	-1,516	-1,998	-2,161	-2,415	-2,138
-1,820	-1,825	-1,711	-2,367	-1,491	-1,544	-2,031	-2,204	-2,441	-2,185
-1,803	-1,806	-1,694	-2,349	-1,439	-1,500	-2,000	-2,173	-2,377	-2,131
-1,799	-1,806	-1,696	-2,336	-1,442	-1,501	-1,992	-2,156	-2,370	-2,124
-1,793	-1,809	-1,696	-2,341	-1,438	-1,491	-1,990	-2,153	-2,368	-2,123
-1,796	-1,806	-1,701	-2,347	-1,444	-1,501	-1,999	-2,154	-2,366	-2,122
-1,788	-1,808	-1,706	-2,348	-1,428	-1,491	-2,014	-2,161	-2,361	-2,138
-1,809	-1,798	-1,700	-2,352	-1,432	-1,491	-1,992	-2,146	-2,364	-2,126
-1,804	-1,804	-1,712	-2,349	-1,439	-1,494	-1,998	-2,144	-2,367	-2,125
-1,818	-1,810	-1,713	-2,354	-1,446	-1,505	-2,008	-2,157	-2,376	-2,142
-1,823	-1,818	-1,720	-2,364	-1,451	-1,511	-2,015	-2,165	-2,386	-2,144
-1,836	-1,827	-1,730	-2,365	-1,459	-1,522	-2,019	-2,179	-2,389	-2,147
-1,854	-1,825	-1,718	-2,376	-1,456	-1,518	-2,019	-2,183	-2,396	-2,146
-1,851	-1,823	-1,715	-2,369	-1,452	-1,512	-2,017	-2,179	-2,390	-2,145
-1,843	-1,832	-1,722	-2,376	-1,469	-1,522	-2,026	-2,189	-2,410	-2,156
-1,838	-1,837	-1,728	-2,379	-1,480	-1,521	-2,025	-2,200	-2,411	-2,166
-1,837	-1,835	-1,736	-2,374	-1,468	-1,523	-2,031	-2,194	-2,405	-2,165

$\lambda, \text{ \AA}$	η Ser	η Cep	γ Cep	ι Ori	γ Ori	ε Del	β Tau	ξ^2 Cet	α Peg	α Oph
	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
6300	-1,741	-1,813	-1,718	-1,743	-1,285	-2,246	-1,287	-2,349	-1,609	-1,412
6325	-1,737	-1,807	-1,717	-1,749	-1,307	-2,254	-1,289	-2,341	-1,608	-1,410
6350	-1,738	-1,810	-1,718	-1,749	-1,317	-2,268	-1,296	-2,348	-1,612	-1,418
6375	-1,731	-1,808	-1,699	-1,755	-1,320	-2,273	-1,302	-2,353	-1,613	-1,425
6400	-1,733	-1,811	-1,709	-1,757	-1,328	-2,277	-1,308	-2,348	-1,617	-1,429
6425	-1,736	-1,810	-1,705	-1,764	-1,333	-2,285	-1,317	-2,356	-1,623	-1,431
6450	-1,744	-1,816	-1,716	-1,786	-1,331	-2,274	-1,321	-2,376	-1,642	-1,443
6475	-1,741	-1,811	-1,723	-1,803	-1,336	-2,301	-1,327	-2,380	-1,651	-1,444
6500	-1,753	-1,825	-1,727	-1,817	-1,347	-2,304	-1,343	-2,381	-1,661	-1,457
6525	-1,745	-1,815	-1,718	-1,819	-1,351	-2,320	-1,357	-2,402	-1,674	-1,472
6550	-1,757	-1,841	-1,730	-1,834	-1,376	-2,356	-1,385	-2,466	-1,746	-1,523
6575	-1,774	-1,841	-1,735	-1,852	-1,403	-2,378	-1,415	-2,525	-1,759	-1,562
6600	-1,745	-1,818	-1,721	-1,812	-1,366	-2,338	-1,365	-2,425	-1,686	-1,486
6625	-1,746	-1,819	-1,716	-1,817	-1,366	-2,331	-1,363	-2,409	-1,675	-1,471
6650	-1,745	-1,821	-1,714	-1,822	-1,375	-2,341	-1,366	-2,410	-1,679	-1,466
6675	-1,752	-1,819	-1,712	-1,839	-1,384	-2,345	-1,373	-2,416	-1,684	-1,468
6700	-1,749	-1,821	-1,714	-1,835	-1,402	-2,346	-1,375	-2,412	-1,684	-1,473
6725	-1,754	-1,823	-1,717	-1,835	-1,398	-2,349	-1,379	-2,424	-1,700	-1,482
6750	-1,756	-1,828	-1,713	-1,834	-1,405	-2,353	-1,385	-2,430	-1,696	-1,481
6775	-1,757	-1,828	-1,721	-1,842	-1,409	-2,351	-1,393	-2,433	-1,703	-1,490
6800	-1,764	-1,832	-1,729	-1,847	-1,418	-2,361	-1,400	-2,444	-1,709	-1,498
6825	-1,752	-1,822	-1,712	-1,855	-1,417	-2,357	-1,395	-2,430	-1,696	-1,493
6850	-1,742	-1,831	-1,723	-1,872	-1,420	-2,363	-1,403	-2,434	-1,713	-1,497
6875	-1,769	-1,850	-1,729	-1,878	-1,433	-2,410	-1,426	-2,458	-1,739	-1,511
6900	-1,760	-1,834	-1,731	-1,876	-1,439	-2,404	-1,428	-2,466	-1,739	-1,510
6925	-1,762	-1,850	-1,737	-1,880	-1,462	-2,411	-1,435	-2,468	-1,746	-1,519
6950	-1,762	-1,845	-1,749	-1,897	-1,444	-2,425	-1,439	-2,484	-1,752	-1,528
6975	-1,762	-1,847	-1,753	-1,911	-1,457	-2,414	-1,445	-2,482	-1,754	-1,526
7000	-1,772	-1,864	-1,754	-1,928	-1,462	-2,419	-1,458	-2,504	-1,770	-1,545
7025	-1,784	-1,866	-1,763	-1,919	-1,468	-2,427	-1,460	-2,509	-1,773	-1,539
7050	-1,770	-1,859	-1,754	-1,931	-1,475	-2,439	-1,467	-2,500	-1,777	-1,544
7075	-1,777	-1,875	-1,769	-1,937	-1,483	-2,439	-1,471	-2,501	-1,776	-1,548
7100	-1,776	-1,863	-1,757	-1,929	-1,493	-2,435	-1,479	-2,529	-1,774	-1,556
7125	-1,776	-1,853	-1,769	-1,934	-1,491	-2,436	-1,487	-2,530	-1,770	-1,555
7150	-1,766	-1,858	-1,764	-1,973	-1,497	-2,440	-1,489	-2,525	-1,788	-1,560
7175	-1,760	-1,885	-1,769	-1,960	-1,492	-2,437	-1,489	-2,544	-1,799	-1,569
7200	-1,793	-1,874	-1,779	-2,014	-1,499	-2,470	-1,520	-2,541	-1,826	-1,577
7225	-1,789	-1,872	-1,760	-1,959	-1,538	-2,465	-1,509	-2,529	-1,809	-1,576
7250	-1,805	-1,887	-1,779	-1,984	-1,526	-2,493	-1,515	-2,567	-1,834	-1,601
7275	-1,789	-1,883	-1,789	-1,959	-1,546	-2,478	-1,513	-2,569	-1,829	-1,594
7300	-1,811	-1,896	-1,795	-1,973	-1,552	-2,486	-1,523	-2,560	-1,842	-1,601
7325	-1,807	-1,878	-1,789	-1,969	-1,557	-2,506	-1,524	-2,566	-1,834	-1,601
7350	-1,802	-1,893	-1,786	-1,970	-1,553	-2,496	-1,527	-2,575	-1,833	-1,602
7375	-1,806	-1,884	-1,785	-1,967	—	-2,518	-1,541	-2,571	-1,846	-1,608
7400	-1,810	-1,889	-1,794	-2,000	—	-2,510	-1,542	-2,606	-1,853	-1,610
7425	-1,814	-1,892	-1,796	-1,990	—	-2,504	-1,552	-2,593	-1,853	-1,619
7450	-1,817	-1,887	-1,794	-1,990	—	-2,507	-1,557	-2,605	-1,865	-1,622
7475	-1,826	-1,891	-1,794	-2,013	—	-2,535	-1,557	-2,604	-1,855	-1,622
7500	-1,817	-1,899	-1,780	-2,021	—	-2,510	-1,562	-2,595	-1,858	-1,621
7525	-1,807	-1,898	-1,783	-2,031	—	-2,526	-1,571	-2,616	-1,860	-1,627
7550	-1,812	-1,899	-1,780	-2,039	—	-2,527	-1,576	-2,602	-1,865	-1,635
σ_1	20	15	21	19	10	13	6	11	4	7
σ_2	17	13	17	15	9	8	4	7	3	5
σ_3	15	11	20	17	9	12	6	9	5	6
σ_4	5	5	7	15	5	8	4	5	3	4
σ_5	5	6	8	17	6	13	6	11	4	5

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

ϵ Hya	δ Boo	ϵ Oph	γ Cyg	α Ser	β Oph	ϵ Aql	μ Aql	20 Cyg	39 Cyg
31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
-1,814	-1,821	-1,736	-2,374	-1,469	-1,516	-2,031	-2,193	-2,401	-2,156
-1,818	-1,828	-1,722	-2,364	-1,469	-1,519	-2,021	-2,185	-2,398	-2,140
-1,813	-1,832	-1,729	-2,372	-1,473	-1,524	-2,015	-2,174	-2,400	-2,138
-1,816	-1,825	-1,727	-2,363	-1,462	-1,517	-2,005	-2,170	-2,382	-2,132
-1,824	-1,831	-1,726	-2,361	-1,459	-1,515	-2,007	-2,169	-2,377	-2,116
-1,831	-1,821	-1,730	-2,362	-1,459	-1,512	-2,010	-2,171	-2,378	-2,116
-1,831	-1,844	-1,738	-2,379	-1,460	-1,520	-2,022	-2,175	-2,392	-2,128
-1,840	-1,840	-1,729	-2,391	-1,459	-1,517	-2,025	-2,175	-2,403	-2,135
-1,842	-1,850	-1,736	-2,405	-1,474	-1,529	-2,044	-2,186	-2,418	-2,152
-1,841	-1,842	-1,727	-2,384	-1,465	-1,524	-2,038	-2,178	-2,398	-2,134
-1,859	-1,858	-1,741	-2,393	-1,479	-1,530	-2,045	-2,189	-2,403	-2,139
-1,879	-1,860	-1,757	-2,386	-1,487	-1,534	-2,046	-2,203	-2,404	-2,144
-1,845	-1,845	-1,732	-2,375	-1,469	-1,521	-2,030	-2,181	-2,386	-2,128
-1,842	-1,835	-1,732	-2,361	-1,461	-1,517	-2,025	-2,170	-2,381	-2,129
-1,855	-1,835	-1,735	-2,363	-1,464	-1,519	-2,031	-2,171	-2,376	-2,127
-1,855	-1,838	-1,734	-2,365	-1,463	-1,510	-2,034	-2,164	-2,377	-2,123
-1,852	-1,837	-1,735	-2,375	-1,460	-1,511	-2,032	-2,167	-2,385	-2,122
-1,846	-1,844	-1,747	-2,374	-1,463	-1,517	-2,029	-2,172	-2,382	-2,126
-1,842	-1,844	-1,750	-2,384	-1,468	-1,518	-2,025	-2,176	-2,399	-2,135
-1,854	-1,844	-1,745	-2,383	-1,469	-1,519	-2,028	-2,171	-2,386	-2,121
-1,845	-1,847	-1,755	-2,392	-1,468	-1,528	-2,035	-2,184	-2,394	-2,126
-1,835	-1,840	-1,740	-2,373	-1,455	-1,516	-2,022	-2,173	-2,391	-2,119
-1,842	-1,839	-1,740	-2,387	-1,454	-1,505	-2,027	-2,194	-2,395	-2,139
-1,878	-1,843	-1,760	-2,380	-1,487	-1,526	-2,043	-2,203	-2,385	-2,142
-1,871	-1,844	-1,743	-2,378	-1,457	-1,509	-2,054	-2,192	-2,374	-2,134
-1,873	-1,866	-1,741	-2,387	-1,479	-1,531	-2,067	-2,204	-2,408	-2,150
-1,884	-1,862	-1,747	-2,411	-1,493	-1,541	-2,071	-2,205	-2,411	-2,161
-1,881	-1,854	-1,743	-2,411	-1,492	-1,549	-2,067	-2,210	-2,411	-2,154
-1,895	-1,867	-1,765	-2,421	-1,495	-1,559	-2,078	-2,217	-2,433	-2,163
-1,897	-1,874	-1,774	-2,424	-1,502	-1,557	-2,083	-2,209	-2,419	-2,166
-1,892	-1,867	-1,767	-2,423	-1,493	-1,546	-2,070	-2,200	-2,414	-2,160
-1,896	-1,887	-1,764	-2,411	-1,498	-1,559	-2,072	-2,201	-2,420	-2,157
-1,892	-1,856	-1,769	-2,407	-1,499	-1,552	-2,064	-2,216	-2,432	-2,167
-1,900	-1,849	-1,767	-2,419	-1,505	-1,561	-2,058	-2,209	-2,439	-2,176
-1,880	-1,852	-1,766	-2,423	-1,497	-1,554	-2,054	-2,194	-2,436	-2,159
-1,907	-1,869	-1,777	-2,432	-1,516	-1,570	-2,073	-2,199	-2,433	-2,163
-1,909	-1,877	-1,798	-2,453	-1,515	-1,578	-2,099	-2,259	-2,439	-2,199
-1,919	-1,873	-1,787	-2,413	-1,503	-1,564	-2,071	-2,209	-2,409	-2,159
-1,942	-1,907	-1,785	-2,429	-1,525	-1,583	-2,104	-2,219	-2,439	-2,163
-1,929	-1,895	-1,779	-2,439	-1,528	-1,583	-2,099	-2,239	-2,449	-2,179
-1,939	-1,912	-1,805	-2,439	-1,546	-1,592	-2,121	-2,268	-2,467	-2,191
-1,937	-1,896	-1,793	-2,424	-1,533	-1,587	-2,115	-2,262	-2,437	-2,180
-1,920	-1,900	-1,800	-2,424	-1,537	-1,577	-2,099	-2,245	-2,442	-2,176
-1,939	-1,901	-1,803	-2,439	-1,525	-1,574	-2,104	-2,242	-2,449	-2,176
-1,939	-1,903	-1,808	-2,461	-1,530	-1,576	-2,125	-2,255	-2,455	-2,184
-1,943	-1,913	-1,813	-2,449	-1,534	-1,581	-2,116	-2,251	-2,446	-2,181
-1,951	-1,898	-1,815	-2,443	-1,527	-1,582	-2,123	-2,250	-2,447	-2,184
-1,942	-1,907	-1,804	-2,443	-1,534	-1,581	-2,123	-2,245	-2,451	-2,168
-1,956	-1,912	-1,803	-2,443	-1,534	-1,581	-2,118	-2,231	-2,439	-2,169
-1,938	-1,914	-1,806	-2,451	-1,528	-1,575	-2,100	-2,225	-2,444	-2,150
-1,946	-1,915	-1,809	-2,426	-1,531	-1,577	-2,102	-2,219	-2,424	-2,153
13	22	20	20	18	22	22	32	35	25
13	22	20	15	19	20	18	25	22	20
7	8	8	6	5	8	7	7	6	6
8	8	9	6	6	9	8	7	9	7

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

λ, A	α Vul	δ Oph	α Cet	ο Leo	ζ Cyg	ζ Ori	ρ Leo	α Aqr	ζ Ser	ε Peg
	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
3200	—	—	—	-2,222	-2,582	—,505	-1,345	—	—	—
3225	—	—	—	-2,229	-2,586	—,503	-1,355	—	—	—
3250	—	—	—	-2,229	-2,555	—,533	-1,372	—	—	—
3275	—	—	—	-2,182	-2,453	—,513	-1,372	—	—	—
3300	—	—	—	-2,165	-2,417	—,505	-1,390	—	—	—
3325	—	—	—	-2,154	-2,404	—,521	-1,404	—	—	—
3350	—	—	—	-2,159	-2,432	—,550	-1,407	—	—	—
3375	—	—	—	-2,169	-2,483	—,528	-1,424	—	—	—
3400	—	—	—	-2,174	-2,423	—,539	-1,434	—	—	—
3425	-3,555	-2,983	-2,845	-2,176	-2,381	—,534	-1,438	-2,311	-3,037	-2,673
3450	-3,526	-2,935	-2,857	-2,169	-2,429	—,527	-1,445	-2,306	-3,055	-2,714
3475	-3,553	-2,879	-2,855	-2,179	-2,420	—,544	-1,459	-2,326	-3,066	-2,690
3500	-3,504	-2,847	-2,817	-2,189	-2,381	—,545	-1,469	-2,327	-3,020	-2,660
3525	-3,425	-2,819	-2,805	-2,169	-2,372	—,555	-1,468	-2,260	-3,020	-2,634
3550	-3,457	-2,823	-2,760	-2,149	-2,412	—,566	-1,470	-2,253	-3,030	-2,647
3575	-3,582	-2,972	-2,863	-2,144	-2,489	—,578	-1,487	-2,300	-3,107	-2,733
3600	-3,439	-2,919	-2,787	-2,154	-2,367	—,582	-1,497	-2,258	-3,035	-2,605
3625	-3,358	-2,848	-2,724	-2,144	-2,298	—,587	-1,510	-2,201	-2,939	-2,537
3650	-3,312	-2,741	-2,639	-2,109	-2,208	—,608	-1,514	-2,159	-2,880	-2,447
3675	-3,305	-2,677	-2,639	-2,094	-2,185	—,632	-1,513	-2,142	-2,826	-2,441
3700	-3,335	-2,709	-2,679	-2,089	-2,188	—,650	-1,531	-2,089	-2,821	-2,469
3725	-3,437	-2,812	-2,744	-2,052	-2,243	—,659	-1,536	-2,105	-2,934	-2,569
3750	-3,410	-2,869	-2,762	-2,057	-2,311	—,676	-1,533	-2,139	-2,959	-2,589
3775	-3,313	-2,735	-2,650	-2,019	-2,262	—,681	-1,532	-2,109	-3,899	-2,479
3800	-3,348	-2,749	-2,666	-1,999	-2,337	—,681	-1,543	-2,133	-2,918	-2,536
3825	-3,412	-2,832	-2,759	-1,969	-2,480	—,687	-1,555	-2,229	-3,017	-2,629
3850	-3,434	-2,799	-2,710	-1,986	-2,536	—,686	-1,570	-2,249	-2,999	-2,599
3875	-3,388	-2,749	-2,672	-1,879	-2,420	—,694	-1,557	-2,189	-2,949	-2,549
3900	-3,325	-2,699	-2,616	-1,994	-2,227	—,699	-1,586	-2,119	-2,869	-2,459
3925	-3,429	-2,789	-2,692	-1,912	-2,327	—,692	-1,573	-2,241	-2,940	-2,589
3950	-3,389	-2,779	-2,697	-1,944	-2,290	—,708	-1,574	-2,215	-2,901	-2,519
3975	-3,300	-2,629	-2,592	-2,032	-2,200	—,742	-1,611	-2,109	-2,759	-2,379
4000	-3,037	-2,409	-2,383	-1,916	-2,024	—,730	-1,606	-1,949	-2,574	-2,169
4025	-2,968	-2,360	-2,313	-1,842	-1,987	—,745	-1,599	-1,889	-2,514	-2,127
4050	-2,924	-2,353	-2,251	-1,817	-2,007	—,739	-1,604	-1,906	-2,543	-2,129
4075	-2,874	-2,289	-2,235	-1,832	-2,001	—,754	-1,611	-1,901	-2,509	-2,099
4100	-2,870	-2,258	-2,189	-1,882	-1,984	—,786	-1,640	-1,860	-2,488	-2,075
4125	-2,878	-2,273	-2,190	-1,869	-2,015	—,758	-1,649	-1,874	-2,526	-2,111
4150	-2,866	-2,248	-2,176	-1,832	-2,063	—,758	-1,640	-1,864	-2,541	-2,102
4175	-2,850	-2,241	-2,162	-1,822	-2,050	—,762	-1,640	-1,875	-5,532	-2,097
4200	-2,866	-2,248	-2,170	-1,814	-2,021	—,787	-1,649	-1,856	-2,474	-2,052
4225	-2,882	-2,262	-2,206	-1,824	-1,972	—,783	-1,656	-1,838	-2,397	-1,997
4250	-2,809	-2,170	-2,109	-1,804	-1,955	—,791	-1,660	-1,815	-2,350	-1,938
4275	-2,806	-2,164	-2,101	-1,789	-1,961	—,799	-1,672	-1,823	-2,354	-1,954
4300	-2,786	-2,163	-2,080	-1,814	-2,019	—,804	-1,683	-1,878	-2,364	-1,951
4325	-2,664	-2,011	-1,947	-1,829	-1,915	—,822	-1,691	-1,789	-2,231	-1,810
4350	-2,610	-1,952	-1,893	-1,897	-1,892	—,835	-1,738	-1,756	-2,177	-1,770
4375	-2,633	-1,977	-1,900	-1,809	-1,882	—,828	-1,708	-1,752	-2,211	-1,798
4400	-2,621	-1,970	-1,911	-1,809	-1,893	—,837	-1,714	-1,769	-2,226	-1,815
4425	-2,572	-1,917	-1,866	-1,809	-1,855	—,835	-1,725	-1,748	-2,204	-1,779
4450	-2,541	-1,894	-1,831	-1,804	-1,833	—,845	-1,736	-1,753	-2,190	-1,764
4475	-2,485	-1,843	-1,795	-1,814	-1,810	—,862	-1,747	-1,715	-2,134	-1,702
4500	-2,428	-1,791	-1,742	-1,779	-1,789	—,862	-1,738	-1,672	-2,072	-1,642
4525	-2,455	-1,817	-1,761	-1,782	-1,792	—,875	-1,738	-1,696	-2,095	-1,679
4550	-2,440	-1,779	-1,730	-1,792	-1,796	—,883	-1,746	-1,705	-2,080	-1,665
4575	-2,412	-1,739	-1,681	-1,794	-1,789	—,895	-1,760	-1,690	-2,056	-1,639
4600	-2,377	-1,723	-1,681	-1,792	-1,777	—,895	-1,767	-1,670	-2,022	-1,602
4625	-2,366	-1,706	-1,638	-1,774	-1,752	—,903	-1,767	-1,650	-1,975	-1,571
4650	-2,390	-1,734	-1,684	-1,774	-1,770	—,921	-1,797	-1,660	-2,007	-1,596
4675	-2,383	-1,725	-1,662	-1,789	-1,777	—,912	-1,788	-1,660	-2,004	-1,583
4700	-2,366	-1,704	-1,650	-1,792	-1,773	—,923	-1,790	-1,654	-1,984	-1,570
4725	-2,343	-1,691	-1,627	-1,792	-1,754	—,926	-1,796	-1,640	-1,964	-1,552
4750	-2,344	-1,684	-1,626	-1,791	-1,740	—,929	-1,795	-1,633	-1,948	-1,540

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	$\alpha \text{ Vul}$	$\delta \text{ Oph}$	$\alpha \text{ Cet}$	$\sigma \text{ Leo}$	$\zeta \text{ Cyg}$	$\zeta \text{ Ori}$	$\rho \text{ Leo}$	$\alpha \text{ Aqr}$	$\zeta \text{ Cep}$	$\epsilon \text{ Peg}$
	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
4775	-2,379	-1,730	-1,675	-1,779	-1,728	-0,937	-1,808	-1,615	-1,925	-1,528
4800	-2,355	-1,711	-1,644	-1,784	-1,722	-0,950	-1,813	-1,617	-1,913	-1,510
4825	-2,349	-1,685	-1,629	-1,789	-1,727	-0,956	-1,812	-1,611	-1,908	-1,502
4850	-2,354	-1,688	-1,647	-1,809	-1,757	-0,984	-1,823	-1,647	-1,944	-1,532
4875	-2,331	-1,687	-1,624	-1,919	-1,758	-0,986	-1,860	-1,662	-1,941	-1,539
4900	-2,292	-1,645	-1,561	-1,812	-1,731	-0,987	-1,830	-1,627	-1,901	-1,490
4925	-2,276	-1,625	-1,547	-1,819	-1,735	-1,004	-1,849	-1,635	-1,903	-1,497
4950	-2,250	-1,628	-1,558	-1,804	-1,722	-1,002	-1,852	-1,608	-1,871	-1,468
4975	-2,327	-1,668	-1,614	-1,802	-1,731	-1,016	-1,844	-1,625	-1,892	-1,485
5000	-2,354	-1,688	-1,628	-1,819	-1,752	-1,029	-1,862	-1,658	-1,925	-1,522
5025	-2,351	-1,692	-1,618	-1,817	-1,751	-1,033	-1,880	-1,658	-1,919	-1,520
5050	-2,331	-1,664	-1,565	-1,819	-1,730	-1,037	-1,881	-1,625	-1,882	-1,475
5075	-2,336	-1,662	-1,566	-1,814	-1,731	-1,033	-1,880	-1,625	-1,889	-1,480
5100	-2,338	-1,662	-1,555	-1,819	-1,736	-1,043	-1,886	-1,621	-1,881	-1,478
5125	-2,337	-1,669	-1,569	-1,824	-1,748	-1,047	-1,884	-1,628	-1,897	-1,491
5150	-2,347	-1,678	-1,577	-1,819	-1,761	-1,053	-1,900	-1,641	-1,915	-1,502
5175	-2,426	-1,760	-1,667	-1,834	-1,767	-1,054	-1,901	-1,644	-1,930	-1,528
5200	-2,359	-1,705	-1,619	-1,841	-1,742	-1,062	-1,907	-1,638	-1,903	-1,501
5225	-2,293	-1,628	-1,543	-1,849	-1,731	-1,067	-1,916	-1,634	-1,878	-1,477
5250	-2,267	-1,613	-1,519	-1,834	-1,730	-1,070	-1,921	-1,630	-1,869	-1,466
5275	-2,242	-1,589	-1,501	-1,864	-1,738	-1,082	-1,926	-1,635	-1,855	-1,455
5300	-2,207	-1,534	-1,447	-1,834	-1,709	-1,095	-1,935	-1,603	-1,805	-1,398
5325	-2,212	-1,538	-1,446	-1,845	-1,714	-1,097	-1,943	-1,611	-1,806	-1,408
5350	-2,184	-1,512	-1,424	-1,826	-1,703	-1,108	-1,948	-1,601	-1,775	-1,373
5375	-2,180	-1,503	-1,412	-1,824	-1,698	-1,119	-1,953	-1,594	-1,778	-1,377
5400	-2,194	-1,516	-1,416	-1,834	-1,720	-1,131	-1,960	-1,613	-1,808	-1,409
5425	-2,179	-1,497	-1,402	-1,853	-1,714	-1,145	-1,964	-1,612	-1,781	-1,381
5450	-2,206	-1,532	-1,452	-1,833	-1,708	-1,152	-1,971	-1,596	-1,768	-1,376
5475	-2,210	-1,530	-1,458	-1,842	-1,712	-1,152	-1,974	-1,606	-1,781	-1,385
5500	-2,213	-1,520	-1,453	-1,834	-1,711	-1,161	-1,988	-1,605	-1,775	-1,372
5525	-2,189	-1,494	-1,414	-1,845	-1,703	-1,175	-1,988	-1,596	-1,756	-1,360
5550	-2,161	-1,471	-1,397	-1,842	-1,701	-1,187	-1,996	-1,592	-1,734	-1,342
5575	-2,166	-1,484	-1,409	-1,849	-1,702	-1,188	-2,004	-1,608	-1,747	-1,355
5600	-2,187	-1,500	-1,427	-1,855	-1,710	-1,193	-2,007	-1,601	-1,746	-1,359
5625	-2,187	-1,510	-1,438	-1,849	-1,704	-1,205	-2,017	-1,595	-1,742	-1,349
5650	-2,168	-1,494	-1,431	-1,859	-1,708	-1,207	-2,022	-1,603	-1,749	-1,355
5675	-2,158	-1,477	-1,405	-1,864	-1,704	-1,212	-2,036	-1,604	-1,737	-1,347
5700	-2,153	-1,484	-1,394	-1,879	-1,706	-1,213	-2,049	-1,610	-1,749	-1,364
5725	-2,142	-1,465	-1,386	-1,876	-1,700	-1,228	-2,050	-1,592	-1,725	-1,334
5750	-2,127	-1,447	-1,362	-1,872	-1,697	-1,236	-2,053	-1,592	-1,722	-1,331
5775	-2,131	-1,460	-1,370	-1,875	-1,701	-1,241	-2,056	-1,589	-1,726	-1,337
5800	-2,114	-1,432	-1,338	-1,886	-1,693	-1,249	-2,066	-1,588	-1,715	-1,320
5825	-2,110	-1,416	-1,329	-1,892	-1,677	-1,242	-2,061	-1,580	-1,682	-1,292
5850	-2,131	-1,437	-1,358	-1,889	-1,684	-1,245	-2,068	-1,575	-1,696	-1,304
5875	-2,157	-1,484	-1,399	-1,889	-1,694	-1,264	-2,079	-1,585	-1,718	-1,325
5900	-2,207	-1,531	-1,473	-1,894	-1,713	-1,265	-2,084	-1,604	-1,746	-1,352
5925	-2,178	-1,484	-1,423	-1,889	-1,694	-1,259	-2,077	-1,585	-1,685	-1,311
5950	-2,157	-1,462	-1,407	-1,899	-1,696	-1,267	-2,099	-1,581	-1,694	-1,307
5975	-2,133	-1,446	-1,378	-1,892	-1,689	-1,276	-2,094	-1,584	-1,684	-1,298
6000	-2,115	-1,423	-1,348	-1,902	-1,687	-1,276	-2,094	-1,587	-1,693	-1,303
6025	-2,092	-1,393	-1,342	-1,905	-1,713	-1,285	-2,105	-1,594	-1,688	-1,278
6050	-2,080	-1,389	-1,303	-1,904	-1,696	-1,291	-2,104	-1,585	-1,674	-1,282
6075	-2,075	-1,378	-1,290	-1,902	-1,705	-1,299	-2,114	-1,596	-1,680	-1,289
6100	-2,086	-1,382	-1,293	-1,904	-1,712	-1,306	-2,107	-1,606	-1,698	-1,295
6125	-2,082	-1,396	-1,293	-1,925	-1,722	-1,312	-2,123	-1,614	-1,712	-1,318
6150	-2,103	-1,411	-1,325	-1,934	-1,724	-1,320	-2,125	-1,627	-1,713	-1,319
6175	-2,156	-1,471	-1,407	-1,934	-1,722	-1,331	-2,120	-1,624	-1,704	-1,315
6200	-2,174	-1,498	-1,437	-1,924	-1,722	-1,339	-2,121	-1,605	-1,706	-1,306
6225	-2,210	-1,535	-1,475	-1,926	-1,724	-1,344	-2,126	-1,623	-1,724	-1,329
6250	-2,190	-1,524	-1,460	-1,934	-1,733	-1,347	-2,127	-1,637	-1,744	-1,350
6275	-2,156	-1,484	-1,412	-1,944	-1,724	-1,355	-2,138	-1,629	-1,721	-1,323
6300	-2,133	-1,444	-1,360	-1,946	-1,728	-1,355	-2,137	-1,629	-1,711	-1,318
6325	-2,094	-1,415	-1,317	-1,944	-1,725	-1,355	-2,172	-1,632	-1,704	-1,312

Т а б л и ц а 3 (окончание)

$\lambda, \text{ \AA}$	α Vul	δ Oph	α Cet	\circ Leo	ζ Cyg	ζ Ori	ρ Leo	α Aqr	ζ Ser	ε Peg
	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
6350	-2,088	-1,404	-1,312	-1,936	-1,720	-1,364	-2,170	-1,618	-1,705	-1,309
6375	-2,052	-1,385	-1,290	-1,936	-1,716	-1,363	-2,177	-1,612	-1,687	-1,290
6400	-2,043	-1,399	-1,274	-1,939	-1,712	-1,372	-2,194	-1,618	-1,688	-1,289
6425	-2,044	-1,366	-1,266	-1,942	-1,716	-1,377	-2,194	-1,622	-1,685	-1,293
6450	-2,057	-1,361	-1,257	-1,942	-1,733	-1,384	-2,200	-1,628	-1,691	-1,292
6475	-2,052	-1,362	-1,260	-1,944	-1,737	-1,386	-2,200	-1,626	-1,696	-1,286
6500	-2,070	-1,389	-1,299	-1,949	-1,752	-1,392	-2,207	-1,641	-1,723	-1,318
6525	-2,044	-1,361	-1,271	-1,959	-1,740	-1,401	-2,210	-1,628	-1,691	-1,292
6550	-2,051	-1,370	-1,278	-1,959	-1,748	-1,408	-2,237	-1,641	-1,704	-1,302
6575	-2,063	-1,371	-1,279	-1,964	-1,755	-1,417	-2,248	-1,657	-1,711	-1,307
6600	-2,050	-1,361	-1,255	-2,009	-1,739	-1,420	-2,226	-1,631	-1,692	-1,293
6625	-2,046	-1,357	-1,262	-1,969	-1,735	-1,427	-2,226	-1,625	-1,680	-1,284
6650	-2,062	-1,364	-1,277	-1,952	-1,734	-1,434	-2,241	-1,629	-1,678	-1,283
6675	-2,079	-1,376	-1,296	-1,952	-1,731	-1,441	-2,244	-1,633	-1,671	-1,282
6700	-2,084	-1,387	-1,307	-1,956	-1,731	-1,447	-2,262	-1,631	-1,665	-1,275
6725	-2,096	-1,409	-1,317	-1,959	-1,734	-1,435	-2,261	-1,632	-1,672	-1,281
6750	-2,091	-1,409	-1,322	-1,964	-1,735	-1,449	-2,267	-1,633	-1,675	-1,287
6775	-2,079	-1,399	-1,309	-1,974	-1,743	-1,454	-2,264	-1,633	-1,668	-1,280
6800	-2,064	-1,398	-1,294	-1,989	-1,743	-1,456	-2,281	-1,631	-1,667	-1,283
6825	-2,050	-1,364	-1,256	-1,979	-1,736	-1,457	-2,288	-1,625	-1,658	-1,273
6850	-2,052	-1,344	-1,260	-1,984	-1,750	-1,469	-2,289	-1,640	-1,668	-1,279
6875	-2,044	-1,352	-1,254	-1,989	-1,756	-1,489	-2,284	-1,665	-1,669	-1,291
6900	-2,041	-1,331	-1,227	-1,996	-1,761	-1,487	-2,299	-1,652	-1,665	-1,267
6925	-2,041	-1,332	-1,228	-2,002	-1,774	-1,494	-2,318	-1,666	-1,691	-1,288
6950	-2,033	-1,323	-1,220	-2,004	-1,789	-1,503	-2,303	-1,675	-1,708	-1,300
6975	-2,013	-1,315	-1,200	-2,007	-1,786	-1,501	-2,314	-1,660	-1,707	-1,302
7000	-2,020	-1,325	-1,206	-2,009	-1,802	-1,519	-2,318	-1,670	-1,715	-1,310
7025	-2,024	-1,320	-1,204	-2,012	-1,802	-1,521	-2,324	-1,674	-1,713	-1,310
7050	-2,040	-1,332	-1,230	-2,019	-1,788	-1,525	-2,333	-1,665	-1,702	-1,306
7075	-2,072	-1,381	-1,280	-2,024	-1,791	-1,542	-2,335	-1,677	-1,715	-1,319
7100	-2,099	-1,406	-1,327	-2,019	-1,791	-1,541	-2,350	-1,670	-1,727	-1,315
7125	-2,127	-1,417	-1,353	-2,022	-1,794	-1,549	-2,347	-1,654	-1,735	-1,310
7150	-2,125	-1,401	-1,341	-2,024	-1,789	-1,536	-2,357	-1,655	-1,719	-1,301
7175	-2,109	-1,400	-1,319	-2,029	-1,805	-1,547	-2,368	-1,675	-1,737	-1,336
7200	-2,129	-1,390	-1,339	-2,046	-1,814	-1,599	-2,364	-1,702	-1,738	-1,327
7225	-2,069	-1,348	-1,273	-2,059	-1,799	-1,569	-2,377	-1,677	-1,715	-1,314
7250	-2,059	-1,355	-1,259	-2,069	-1,809	-1,603	-2,390	-1,699	-1,735	-1,336
7275	-2,049	-1,338	-1,239	-2,079	-1,819	-1,629	-2,388	-1,693	-1,730	-1,328
7300	-2,052	-1,332	-1,232	-2,082	-1,847	-1,579	-2,389	-1,713	-1,744	-1,343
7325	-2,033	-1,318	-1,210	-2,079	-1,830	-1,582	-2,390	-1,699	-1,726	-1,326
7350	-2,020	-1,320	-1,185	-2,089	-1,819	-1,583	-2,399	-1,701	-1,724	-1,329
7375	-2,015	-1,303	-1,175	—	-1,827	-1,594	—	-1,716	-1,719	-1,328
7400	-2,012	-1,298	-1,167	—	-1,828	-1,594	—	-1,715	-1,726	-1,331
7425	-2,010	-1,308	-1,162	—	-1,833	-1,606	—	-1,713	-1,722	-1,330
7450	-2,001	-1,302	-1,154	—	-1,842	-1,615	—	-1,718	-1,717	-1,325
7475	-1,980	-1,302	-1,144	—	-1,819	-1,625	—	-1,713	-1,711	-1,330
7500	-1,989	-1,287	-1,145	—	-1,819	-1,630	—	-1,710	-1,700	-1,315
7525	-1,978	-1,284	-1,132	—	-1,821	-1,626	—	-1,712	-1,693	-1,302
7550	-1,977	-1,289	-1,126	—	-1,824	-1,631	—	-1,709	-1,691	-1,298
σ_1	—	—	—	15	20	15	7	—	—	—
σ_2	55	45	30	9	12	13	7	15	30	25
σ_3	35	30	15	9	11	7	7	14	18	15
σ_4	8	7	7	5	5	6	5	5	6	5
σ_5	11	6	6	8	7	6	9	7	6	7

Таблица 4

$\lambda, \text{Å}$	Δ_{OS}	Δ_{HL}	$\lambda, \text{Å}$	Δ_{OS}	Δ_{HL}	$\lambda, \text{Å}$	Δ_{OS}	Δ_{HL}
3200	68	75	4675	9	11	6125	-19	-15
3225	65	67	4700	9	11	6150	-19	-15
3250	61	58	4725	9	11	6175	-19	-15
3275	58	50	4750	9	11	6200	-20	-15
3300	55	41	4775	9	11	6225	-20	-15
3325	51	32	4800	9	12	6250	-21	-15
3350	48	24	4825	8	10	6275	-21	-14
3375	44	16	4850	8	9	6300	-22	-14
3400	40	8	4875	8	9	6325	-22	-14
3425	38	10	4900	7	8	6350	-22	-13
3450	34	13	4925	7	7	6375	-22	-13
3475	32	12	4950	6	6	6400	-22	-13
3500	29	10	4975	6	5	6425	-22	-12
3525	27	9	5000	5	4	6450	-23	-12
3550	25	7	5025	3	3	6475	-23	-12
3575	23	6	5050	2	2	6500	-23	-11
3600	21	4	5075	1	1	6525	-22	-11
3625	19	3	5100	0	0	6550	-23	-10
3650	15	4	5125	-1	-1	6575	-23	-10
3675	12	5	5150	-2	-2	6600	-23	-10
3700	10	7	5175	-3	-3	6625	-23	-9
3725	13	9	5200	-4	-4	6650	-23	-9
3750	14	11	5225	-5	-5	6675	-23	-9
3775	16	13	5250	-6	-6	6700	-23	-8
3800	17	15	5275	-6	-6	6725	-23	-8
3825	19	17	5300	-6	-5	6750	-23	-8
3850	20	19	5325	-6	-5	6775	-23	-7
3875	22	21	5350	-7	-5	6800	-23	-7
3900	23	23	5375	-7	-5	6825	-22	-6
3925	25	25	5400	-7	-4	6850	-22	-5
3950	26	27	5425	-7	-4	6875	-21	-4
3975	27	29	5450	-8	-4	6900	-20	-4
4000	29	31	5475	-8	-3	6925	-19	-3
4025	30	33	5500	-8	-3	6950	-17	-3
4050	30	33	5525	-8	-2	6975	-16	-2
4075	29	31	5550	-8	-2	7000	-15	-1
4100	27	30	5575	-8	-2	7025	-14	-1
4125	26	28	5600	-8	-2	7050	-13	0
4150	24	27	5625	-8	-2	7075	-12	+1
4175	23	26	5650	-9	-2	7100	-10	+2
4200	23	25	5675	-9	-2	7125	-9	+2
4225	23	23	5700	-9	-2	7150	-9	+2
4250	23	22	5725	-9	-3	7175	-8	+2
4275	22	21	5750	-9	-3	7200	-8	+2
4300	21	19	5775	-10	-3	7225	-7	+2
4325	20	18	5800	-10	-4	7250	-6	+2
4350	19	17	5825	-10	-4	7275	-6	+1
4375	17	16	5850	-10	-5	7300	-6	+1
4400	16	14	5875	-11	-6	7325	-5	+1
4425	15	13	5900	-12	-7	7350	-5	+1
4450	13	11	5925	-13	-9	7375	-5	+1
4475	12	10	5950	-14	-10	7400	-4	+1
4500	11	10	5975	-15	-11	7425	-4	+1
4525	10	10	6000	-16	-12	7450	-4	+1
4550	9	10	6025	-17	-14	7475	-4	+1
4575	9	11	6050	-17	-14	7500	-4	+1
4600	9	11	6075	-18	-15	7525	-3	+1
4625	9	11	6100	-18	-15	7550	-3	+1
4650	9	11						

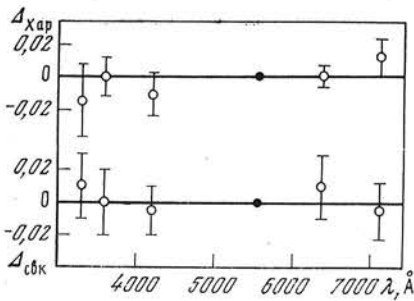


Рис. 3

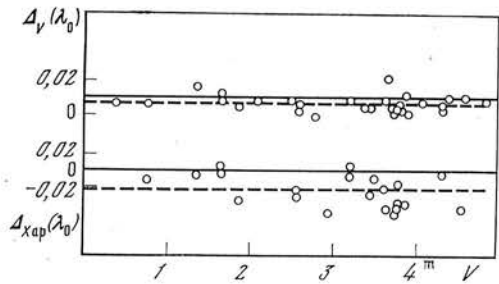


Рис. 4

внеатмосферные значения $\left[\lg \frac{n(\lambda)}{n_L} \right]_{0E}$ дают возможность определить абсолютную спектральную чувствительность аппаратуры

$$\lg \sigma(\lambda) = \lg E(\lambda) - \left[\lg \frac{n(\lambda)}{n_L} \right]_{0E},$$

где $E(\lambda)$ — известная монохроматическая освещенность, создаваемая α Луи на внешней границе земной атмосферы.

Так как спектральная чувствительность ФЭУ изменяется с температурой, весь наблюдательный сезон делился на периоды, в течение которых температура не изменялась более чем на $3-5^\circ$. Контроль спектральной чувствительности аппаратуры $\sigma(\lambda)$ с помощью метода контрольных звезд не показал ее изменения в течение каждого наблюдательного периода.

Данные о распределении энергии в спектрах наблюдаемых звезд приводятся в табл. 3. Для каждой звезды даны средние из нескольких наблюдений значения $\lg E(\lambda)$, где $E(\lambda)$ выражено в $\text{эрг} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, отнесенные к интервалу длин волн 1 см. Кроме того, указана ошибка среднего, выраженная в единицах третьего знака после запятой, характеризующая внутреннюю точность каталога, относящаяся к спектральным интервалам: 3200—3400 Å (σ_1); 3400—3650 Å (σ_2); 3650—4000 Å (σ_3); 4000—6800 Å (σ_4); 6800—7550 Å (σ_5).

Для α Луи разными авторами было выполнено несколько калибровок, определяющих различные спектрофотометрические системы, поэтому в табл. 4 приведены значения поправок для перехода от системы Харитонова к системе Ока — Шилда [2] и Хайеса — Латама [3]:

$$\Delta_{OS} = [\lg E(\lambda)]_{OS} - [\lg E(\lambda)]_{Хар},$$

$$\Delta_{HL} = [\lg E(\lambda)]_{HL} - [\lg E(\lambda)]_{Хар}.$$

Поправки даны в единицах третьего знака после запятой.

Сравнение относительного хода кривых распределения энергии в спектрах звезд по данным табл. 3 с данными каталогов, выполненных в системе Харитонова [12—14], и сводного каталога, составленного Никоновым и Терез [15] в системе Ока — Шилда и приведенного к системе Харитонова, показано на рис. 3 ($\Delta_{Хар} = [\lg \{E(\lambda)/E(\lambda_0)\}]_{Хар} - [\lg \{E(\lambda)/E(\lambda_0)\}]_{КАО}$; $\Delta_{СБК} = [\lg \{E(\lambda)/E(\lambda_0)\}]_{СБК} - [\lg \{E(\lambda)/E(\lambda_0)\}]_{КАО}$). Возможно, существует систематическая разность между данными [12—14] и нашими (около 2% в синей области и около 3% в красной). Сопоставление величин $\lg E(\lambda_0)$ для $\lambda_0 = 5550$ Å, определяющих нуль-пункты каталогов, дано на рис. 4. По оси ординат в нижней части рисунка отложена разность $\Delta_{Хар}(\lambda_0) = \lg E_{Хар}(\lambda_0) - \lg E_{КАО}(\lambda_0)$ для длины волны 5550 Å в зависимости от звездной величины. Видно, что существует систематическая разность, в среднем составляющая около 0,02 (5%) со средним разбросом 0,015. Возможно, есть некоторая тенденция возрастания этой разности

с уменьшением блеска. В верхней части рисунка показаны разности $\Delta_V(\lambda_0) = \lg E_V(\lambda_0) - \lg E_{\text{КАО}}(\lambda_0)$. Значения $\lg E_V(\lambda_0)$ определены для звезд с показателями $B - V \leq 0,^m5$ с помощью методики, примененной при составлении сводного каталога [15] из величин V по данным Джонсона и др. [4]. Здесь разброс существенно меньше и разность в среднем составляет около 2%.

Возможность установки правильного нуля-пункта абсолютного распределения энергии в $\lambda 5550$ могут дать наблюдения, выполненные на фотометре с узкополосным фильтром, центрированным на длину волны 5550 \AA [1, 16].

Рассмотренная выше и примененная при составлении данного каталога звезд с измеренным распределением энергии в спектрах методика показывает возможность выполнения спектрофотометрических наблюдений при точном учете атмосферной экстинкции в относительно небольшом числе длин волн, что может быть осуществлено с помощью электрофотометра с узкополосными фильтрами, установленного на небольшом телескопе. При этом необходима термостабилизация ФЭУ до 1° , желательна также термостабилизация РЛИ с точностью до $0,1^\circ$, если его температурная зависимость не пренебрежимо мала.

Автор глубоко признателен В. Б. Никонову, А. А. Боярчуку, П. П. Добронравину за ценные советы и замечания, а также Б. А. Бурнашевой, О. В. Вишневской, Г. Е. Лактионовой, Н. Н. Петровой за большую помощь при обработке наблюдательного материала.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, 3.
2. J. V. Oke, R. E. Schild. *Astrophys. J.*, 1970, 161, 1015.
3. D. S. Hayes, D. W. Latham. *Astrophys. J.*, 1975, 197, 593.
4. H. L. Johnson, R. J. Mitchell, B. Iriarte, W. Z. Wisniewski. *Communs Lunar and Planet. Lab.*, 1966, N 63, 99.
5. Л. А. Камионко, В. С. Корепанов, В. Б. Новопашенный, Ю. П. Чистяков, Ю. А. Шипулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 162.
6. А. В. Кульчицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 170.
7. В. И. Бурнашев, П. П. Петров. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 176.
8. Ю. Спераускас, Р. Калитис. Бюл. Вильнюск. obs., 1974, № 38, 23.
9. D. M. Gates, W. J. Narrop. *Appl. Opt.*, 1963, 2, N 9, 887.
10. Н. И. Кожевников, Г. Ф. Ситник, А. Т. Хлыстов. В сб. «Атмосферная оптика». Под ред. Н. Б. Дивари. М., «Наука», 1968, с. 148.
11. T. Fay, R. K. Honeycutt. *Astron. J.*, 1972, 77, N 1, 29.
12. В. М. Терещенко, А. В. Харитонов. Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР, 1972, 24.
13. А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Е. А. Глушкова, В. Т. Ребристый, Л. Д. Фришберг. Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР, 1974, 24.
14. И. Н. Глушкова, А. В. Харитонов, И. Б. Волошина, Е. А. Глушкова, В. Т. Дорошенко, Е. А. Колотилов, М. Ф. Новикова, И. Г. Петровская, В. Т. Ребристый, В. М. Терещенко, Т. С. Фетисова, Л. Д. Фришберг. Сообщ. ГАИШ, 1975, № 197—198.
15. В. Б. Никонов, Г. А. Терез. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, 35.
16. В. М. Жилин. Наст. том, стр. 82.

О ТОЧНОСТИ
ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ
ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД

В. М. Жилин

Дана оценка точности определения внеатмосферных значений блеска звезд в квазимонохроматической инструментальной системе с $\lambda_{\max} = 5550 \text{ \AA}$ при использовании методики фундаментальной электрофотометрии [1].

Условия наблюдений: астроклимат среднего качества — Крымская астрофизическая обсерватория; флуктуации экстинкции с характерным временем $\sim 15\text{--}30 \text{ мин}$ с амплитудой $\sim 0^m,03$, их изменение в течение ночи до $0^m,2$; азимутальный эффект — в пределах точности измерений.

Показана возможность проведения достаточно точной фотометрии в этих условиях. При наблюдении экстинкционной звезды с интервалами $\sim 1^h - 1^h30^m$ точность определения внеатмосферных значений блеска звезд $\sim \pm 0^m,01$ по четырем независимым наблюдениям.

ON THE ACCURACY OF FUNDAMENTAL QUASIMONOCROMATIC STELLAR PHOTOELECTRIC PHOTOMETRY, by V. M. Zhilin.— An estimate of the accuracy of outatmospherial star brightness determinations in a quasimonochromatic instrumental system ($\lambda_{\max} = 5550 \text{ \AA}$) is given using the methods of fundamental photoelectric photometry [1].

Observational conditions: astronomical climate of average quality — Crimean Astrophysical Observatory; extinction fluctuations with characteristic time $\sim 15\text{--}30 \text{ min}$ and amplitude of the extinction factor $\sim 0^m,03$, its variation during the night up to $0^m,2$; azimuthal effect — in the range of the accuracy of observations.

Possibility of sufficiently accurate photometry under the mentioned conditions has been proved. When observing the extinction star with the intervals $\sim 1^h - 1^h30^m$ the accuracy of outatmospherial star brightness determinations is $\sim \pm 0^m,01$ from four independent observations.

Задача настоящей работы — оценка точности определения инструментальных внеатмосферных квазимонохроматических значений блеска звезд, ограничиваемой нестабильностью экстинкции как во времени, так и ее неоднородностью по направлению (азимутальный эффект). Определить эту точность представляло интерес в условиях астроклимата среднего качества, характерного для многих обсерваторий, ведущих электрофотометрические наблюдения, и в частности для Крымской астрофизической обсерватории, а не в более благоприятных условиях современных горных обсерваторий, где точность астрофотометрических наблюдений будет существенно выше.

Для определения экстинкции использовались звезды с надежно измеренными значениями их инструментального внеатмосферного блеска по методу контрольных звезд В. Б. Никонова [1]. Наблюдения велись в квазимонохроматической фотометрической системе (см. ниже), не требующей учета зависимости экстинкции от распределения энергии в спектрах звезд

(их цвета), а также и от учета эффекта Форбса, вносящих дополнительную потерю точности при применении широкополосных фотометрических систем.

С чисто практической точки зрения представляло интерес оценить необходимую частоту наблюдения экстинкционных звезд, определяемую характерным временем быстрых флуктуаций экстинкции.

Наблюдения. Наблюдения проводились на 20-см телескопе МТМ-200 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в августе — сентябре 1974 г. В фокусе Несмита телескопа был установлен простейший одноканальный электрофотометр обычного типа, позволяющий проводить наблюдения со светофильтрами. В качестве приемника излучения служил фотоумножитель ФЭУ-79. Регистрация сигнала производилась по постоянному току. Усилитель постоянного тока собран по схеме А. П. Кульчицкого [2]. Запись усиленного сигнала производилась на электронном потенциометре ЭПП-09. Наблюдения велись с интерференционным светофильтром с $\lambda_{\max} = 5550 \text{ \AA}$ и полушириной 120 \AA .

Для выполнения работы было выбрано 17 ярких звезд, преимущественно ранних спектральных классов, разбросанных по небесной сфере на взаимных расстояниях $\sim 10\text{--}15^\circ$ друг от друга. Наблюдения и их обработка осуществлялись с применением методики фундаментальной фотоэлектрической астрофотометрии (уже упоминавшийся метод контрольных звезд В. Б. Никонова). Экстинкционной звездой была взята α Луг, контрольными α And и η UMa. Наблюдения контрольных звезд дали возможность определить инструментальный внеатмосферный блеск экстинкционной звезды $m_0 = -1^m,193 \pm 0^m,002$. Остальные звезды наблюдались как программные. Каждое наблюдение состояло из регистрации отсчета для радиолюминесцентного источника РЛИ (n_L) и отсчета на звезде (n_*) в применявшемся фильтре. Тогда наблюденная квазимонохроматическая звездная величина в инструментальной фотометрической системе будет равна

$$m(t) = -2,5 \lg \frac{n(t)}{n_L},$$

где t — звездное время наблюдений.

Зависимость светового потока РЛИ от температуры учитывалась. Время одного наблюдения $\sim 2\text{--}3^m$.

По наблюдениям экстинкционной звезды графически строится ход фактора экстинкции $\alpha(t)$ в течение ночи (крестики и штриховая линия на рисунке). Сняв с этой зависимости соответствующее значение экстинкции $\alpha(t)$ для момента наблюдения программной звезды, определим инструментальную внеатмосферную звездную величину этой звезды по ее наблюденной величине:

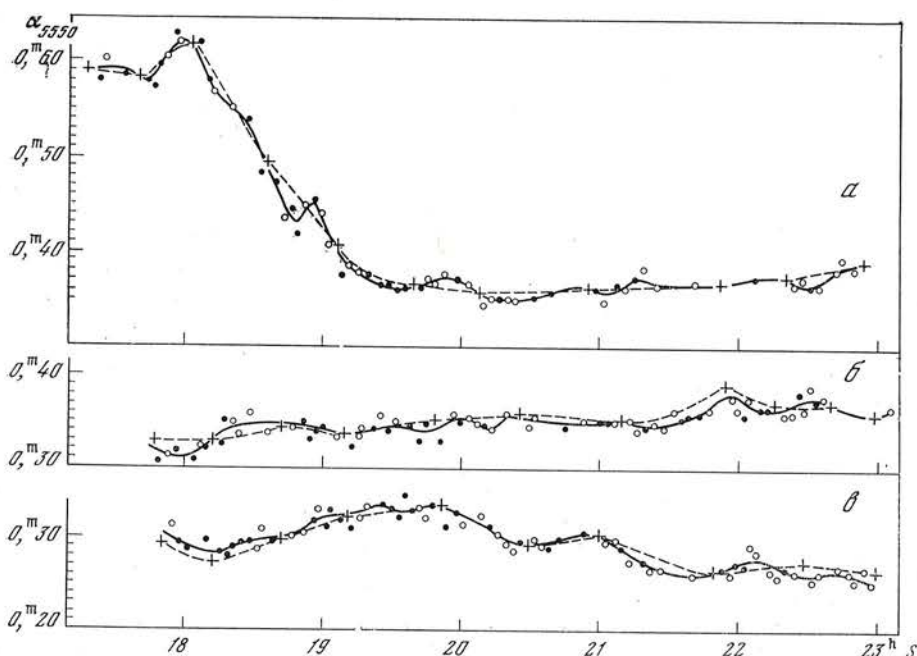
$$m_0 = m(t) - \alpha(t) X, \quad (1)$$

где $m(t)$ — наблюденная звездная величина, а X — воздушная масса, на которой наблюдалась программная звезда.

Каждая программная звезда наблюдалась в среднем около 20 раз, что позволило очень надежно определить их внеатмосферные звездные величины. Результаты наблюдений приведены в таблице, где в первом столбце дано название звезды, во втором — ее внеатмосферная инструментальная звездная величина, в третьем и четвертом соответственно среднеквадратичная ошибка результата и ошибка одного измерения, в пятом столбце — число наблюдений. Смысл остальных столбцов будет пояснен ниже.

Имея достаточно надежные значения внеатмосферного блеска программных звезд в инструментальной системе, определенные по ряду ночей, можно согласно соотношению

$$\alpha(t) = \frac{m(t) - m_0}{X} \quad (2)$$



Изменение фактора квазимонохроматической экстинкции для $\lambda = 5550 \text{ \AA}$ в течение ночей 2—3.VIII (а), 8—9.VIII (б), 9—10.VIII 1974 г. (в)

найти значения факторов экстинкции $\alpha(t_*)$ для каждого наблюдения каждой программной звезды. Это дает возможность получить более уверенный ход экстинкции в течение ночи по наблюдениям всех звезд, а не только по одной экстинкционной. На рисунке непрерывной линией приводится такой ход экстинкции в течение ночей 2—3, 8—9, 9—10.VIII 1974 г. Круж-

Звезда	m_0	σ_1	σ_2	n	m_0 ист	σ_1'	σ_2'	Примечания
α Lyr	$-1^m,493$	$\pm 0^m,002$	$\pm 0^m,016$	60	$-1^m,491$	$\pm 0^m,001$	$\pm 0^m,009$	Экст. зв.
α And	0,824	0,004	0,024	40	0,825	0,002	0,012	
η UMa	0,657	0,004	0,025	34	0,653	0,002	0,013	Контр. зв.
α Aql	$-0,443$	0,002	0,014	46	0,442	0,002	0,011	
γ Ser	2,652	0,004	0,016	20	2,657	0,003	0,013	
η Boo	1,485	0,008	0,031	16	1,481	0,003	0,012	
ϵ Aqr	2,540	0,004	0,018	15	2,541	0,003	0,010	
β Her	1,557	0,004	0,019	24	1,551	0,002	0,012	
α Oph	0,848	0,004	0,018	20	0,849	0,002	0,011	
ζ Aql	1,775	0,004	0,017	23	1,776	0,002	0,012	
β Del	2,405	0,005	0,025	24	2,404	0,002	0,009	
γ Oph	2,524	0,005	0,021	19	2,526	0,004	0,015	
β And	0,733	0,005	0,021	21	0,730	0,003	0,016	
α Peg	1,256	0,003	0,014	22	1,255	0,002	0,011	
ϵ Peg	1,095	0,004	0,016	21	1,097	0,003	0,013	
α Per	0,479	0,004	0,015	14	0,477	0,003	0,012	
β Ari	1,424	0,005	0,017	13	1,429	0,003	0,012	
Среднее			0,019				0,012	

ка́ми отмечены значения экстинкции, определенные по звездам до прохождения меридиана (восходящие), точками — после меридиана (заходящие).

Временные флуктуации экстинкции. Рассмотрение приведенных графиков показывает, что, во-первых, экстинкция сильно изменяется со временем, причем наблюдаются резкие колебания экстинкции с амплитудой до $0^m,03$ и с характерным временем порядка 15—30^m.

Общий перепад фактора экстинкции может составлять, как например для 2—3. VIII 1974 г., более $0^m,2$.

Из рисунка видно, что даже при довольно больших вариациях экстинкции ее изменение одинаково и по восходящим, и по заходящим звездам.

Этот факт говорит в пользу того, что на месте расположения обсерватории азимутальный эффект в прозрачности, если и существует, сравним по величине с ошибками определения экстинкции. Отметим, что факт синхронного изменения экстинкции для различных звезд отмечался и в [3].

Очень интересна возможность точного учета экстинкции 2—3. VIII 1974 г., когда за время около 1^h30^m значение фактора экстинкции α изменилось почти на 50%. Это еще раз подтверждает все преимущество определения мгновенных значений экстинкции и полную необоснованность использования ее средних значений в течение ночи и тем более для целого сезона, как это еще часто применяют на практике [4, 5]. Между тем методы фундаментальной фотометрии позволяют осуществлять учет экстинкции с обычной точностью и в таких экстремальных условиях.

О точности определения внеатмосферных звездных величин. На рисунке сплошной линией обозначен ход экстинкции, усредненный по наблюдениям всех звезд. Будем считать этот ход за истинный ход экстинкции в течение ночи — $\alpha_{\text{ист}}(t)$.

Используя для каждого наблюдения звезды $\alpha_{\text{ист}}(t)$, можно найти согласно (1) уточненную инструментальную внеатмосферную звездную величину $m_{0 \text{ ист}}$. Значения $m_{0 \text{ ист}}$ для звезд приведены в шестом столбце таблицы. В следующих двух столбцах приводятся среднеквадратичные ошибки результатов и ошибки отдельных измерений. Внизу таблицы даны усредненные ошибки отдельного измерения. Как видно, при использовании $\alpha_{\text{ист}}$ $\sigma_2 = \pm 0^m,012$, а при использовании одной экстинкционной звезды $\sigma_2 = 0^m,019 \approx 0^m,02$.

Следовательно, при четырех наблюдениях программной звезды внеатмосферная звездная величина определяется с ошибкой $\sigma = \pm 0^m,01$. Повышение частоты наблюдения экстинкционных звезд может примерно удвоить эту точность.

Таким образом, несмотря на то, что наблюдения говорят о наличии временных флуктуаций экстинкции в астроклиматических условиях Крымской астрофизической обсерватории, правильный учет экстинкции позволяет проводить достаточно точные работы по фундаментальной астрофотометрии, в частности по определению квазимонохроматического внеатмосферного блеска звезд с точностью $\pm 0^m,01$ (при четырех наблюдениях).

Попутно отметим, что, используя найденные квазимонохроматические разности значений инструментального внеатмосферного блеска α Lyr и каждой из наблюдаемых звезд в длине волны 5550 Å, можно рассчитать спектральную плотность энергетической освещенности от этих звезд в длине волны 5556 Å, используемой как нормирующая в большинстве работ по определению абсолютного распределения энергии в спектрах звезд и для которой определена спектральная энергетическая освещенность от α Lyr [5].

Заключение. Несмотря на наличие временных флуктуаций экстинкции, можно проводить работы по определению внеатмосферных значений блеска звезд с точностью $\sim \pm 0^m,01$ (при четырех наблюдениях), применяя методы фундаментальной астрофотометрии.

При постановке более частых, чем обычно, определений экстинкции, как, например, при наличии специальной службы прозрачности, точность определения внеатмосферных звездных величин может быть удвоена.

В заключение автор благодарит доктора физико-математических наук В. Б. Никонова за руководство данной работой.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, 3.
2. П. Ф. Чугайнов. Методы исследования переменных звезд. Под ред. В. Б. Никонова. М., «Наука», 1971, с. 141.
3. С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Н. С. Полосухина, Е. Рыбка. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 27, 235.
4. H. L. Johnson, R. J. Mitchell, B. Iriarte, W. Z. Wisniewski. Commun. Lunar and Planet. Lab., 1966, N 63.
5. J. B. Oke, R. E. Schild. Astrophys. J., 1970, 161, 1015.

ГЛУБИНЫ ОБРАЗОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ И МЕТОД КРИВЫХ РОСТА

Л. С. Любимков

С помощью моделей звездных атмосфер оценена точность приближенной формулы $B(T) = B^{(0)} + B^{(1)}\tau$, связывающей функцию Планка $B(T)$ с оптической глубиной τ в непрерывном спектре и использованной в теоретических кривых роста. Показано, что в области эффективных температур $4000^\circ \leq T_{\text{эф}} \leq 30\,000^\circ$ и в интервале оптических глубин $0,01 \leq \tau \leq 1$, вносящем основной вклад в формирование эквивалентных шириин линий, среднее отклонение, которое дает указанная формула относительно точных значений $B(T)$, не превышает 10%. Найдена зависимость $B^{(0)}/B^{(1)}$ от эффективной температуры и ускорения силы тяжести в атмосфере звезды.

Вычислена средняя оптическая глубина образования линии τ_W как функция η_{ν_0} — отношения коэффициентов поглощения в центре линии и в непрерывном спектре. Расчеты выполнены при $B^{(0)}/B^{(1)} = 0, 1/3, 2/3, 4/3$ и $a = 10^{-3}, 10^{-2}$ и 10^{-1} , где a — параметр, связанный с постоянной затухания. Показано, что с ростом η_{ν_0} и соответственно с ростом эквивалентной ширины W величина τ_W сначала убывает, в некоторый момент достигает минимума и затем возрастает до определенного предела, зависящего от $B^{(0)}/B^{(1)}$.

На основании расчетов τ_W , а также моделей звездных атмосфер оценен максимальный разброс в значениях температуры и электронного давления, который может быть получен по разным линиям. Установлено, что предположение о постоянстве температуры в области формирования линий, лежащее в основе метода кривых роста, может приводить к тем большей ошибке в определяемом содержании химического элемента, чем позже спектральный класс звезды.

DEPTHS OF FORMATION OF SPECTRAL LINES AND THE CURVE-OF-GROWTH METHOD, by L. S. Lyubimkov.— Using model stellar atmospheres we estimate the accuracy of approximate expression $B(T) = B^{(0)} + B^{(1)}\tau$ assumed for the Planck function $B(T)$ in the calculations of the theoretical curves of growth (in this formula τ is the optical depth in the continuum). It is shown that in the range of effective temperatures $4000^\circ \leq T_{\text{ef}} \leq 30\,000^\circ$ and in the interval of optical depths $0.01 \leq \tau \leq 1$ which gives the main contribution to formation of equivalent widths of lines the mean difference between approximate and exact values $B(T)$ is $\leq 10\%$. The ratio $B^{(0)}/B^{(1)}$ is calculated for different values of effective temperature and surface gravity in the atmosphere.

The average optical depth of line formation τ_W was computed as a function of η_{ν_0} , the ratio of the absorption coefficient at the center of the line to the continuous absorption coefficient. Calculations were made for $B^{(0)}/B^{(1)} = 0, 1/3, 2/3, 4/3$ and $a = 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}$, where a is the parameter connected with the damping constant. It is shown that with increase of η_{ν_0} and, hence, with increase of the equivalent width W the depth of line formation τ_W decreases at first. Then it has a minimum value, after which τ_W increases tending to a constant value which depends on $B^{(0)}/B^{(1)}$.

On the base of computations of the τ_W values and with the aid of model atmospheres we estimate the maximum scattering of temperature and electron pressure obtained from different lines. The assumption about temperature constancy in the layers where lines are formed is considered. It is found that this assumption on which the curve-of-growth method is based can lead to greater errors in chemical abundance when a star is of a later spectral type.

1. Некоторые предположения метода кривых роста

В настоящее время при исследовании химического состава звездных атмосфер, а также физических условий в них применяются два метода: метод кривых роста и метод моделей атмосфер. Выбор того или иного метода зависит прежде всего от качества наблюдательного материала. Для анализа, основанного на моделях звездных атмосфер, требуются спектры с высокой дисперсией (порядка нескольких ангстрем на миллиметр), в то время как для использования более простого, но менее точного метода кривых роста достаточно иметь спектры с умеренной дисперсией. Приближенный характер метода кривых роста связан с рядом предположений, положенных в его основу (см., например, [1]). В частности, при сравнении наблюдаемых эквивалентных ширин линий с теоретическими кривыми роста предполагается, что все линии (или группы линий) образуются при одной и той же температуре и одном и том же электронном давлении. Однако в реальных звездных атмосферах разные линии возникают, вообще говоря, на разных глубинах и, следовательно, при разных физических условиях. Чтобы учесть различие в условиях формирования линий, необходимо сравнить глубины их образования.

Наши расчеты средних глубин образования линий основаны на тех же двух предположениях, которые были использованы М. Врубелем [2] для вычисления кривых роста, широко применяемых на практике. Первое из указанных предположений относится к величине $\eta_\nu = l_\nu/\kappa$, где l_ν и κ — соответственно коэффициенты поглощения в линии и в непрерывном спектре. Считается, что η_ν не зависит от оптической глубины. Трудно судить о том, как такое предположение скажется на результатах вычисления глубины образования конкретной линии в атмосфере конкретной звезды. Можно лишь отметить, что детальные расчеты глубин образования ряда линий солнечного спектра [3], выполненные с учетом точной зависимости величины η_ν от глубины, хорошо согласуются с приближенными оценками, полученными при условии $\eta_\nu = \text{const}$ (см. [4]).

Ситуация становится более определенной, когда мы переходим ко второму предположению. Оно гласит, что функцию Планка $B(T)$ можно представить в виде

$$B(T) = B^{(0)} + B^{(1)} \tau_\lambda, \quad (1)$$

где τ_λ — оптическая глубина в непрерывном спектре, $B^{(0)}$ и $B^{(1)}$ — коэффициенты, зависящие от спектрального класса звезды и от длины волны λ . Ответим на два вопроса. Во-первых, как приближенные значения $B(T)$, найденные с помощью (1), согласуются с точными значениями? Во-вторых, если функцию Планка действительно можно представить в виде разложения (1), то как меняются коэффициенты $B^{(0)}$ и $B^{(1)}$ при изменении, например, эффективной температуры или длины волны? Строго говоря, представляют интерес не сами значения $B^{(0)}$ и $B^{(1)}$, а их отношение $B^{(0)}/B^{(1)}$, так как именно от этого параметра зависит решение. В методе кривых роста эту величину находят с помощью известного соотношения (см., например, [5])

$$\frac{B^{(0)}}{B^{(1)}} = \frac{8}{3} \frac{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}}{\frac{h\nu}{kT_0}}, \quad (2)$$

полученного в приближении «серой» атмосферы (здесь T_0 — температура на поверхности). Чтобы оценить $B^{(0)}/B^{(1)}$ более точно, воспользуемся моделями звездных атмосфер.

В последние годы было опубликовано множество работ, посвященных расчетам моделей атмосфер (более подробно результаты этих расчетов обсуждаются в обзоре автора [6]). Для наших целей лучше других подходят модели Р. Куруча с соавторами [7]; эти вычисления выполнены с высокой

Коэффициенты $B^{(0)}$ и $B^{(1)}$, вычисленные для длины волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$
по моделям атмосфер Р. Куруча с соавторами [7]

$T_{\text{эф}}, ^\circ\text{K}$	$\lg g$	$B^{(0)}$	$B^{(1)}$	Среднее отклонение $ \Delta B/B , \%$	$B^{(0)}/B^{(1)}$
4000	4	$0,459 \cdot 10^{-6}$	$0,312 \cdot 10^{-5}$	3,8	0,147
	3	$0,481 \cdot 10^{-6}$	$0,329 \cdot 10^{-5}$	1,8	0,146
	2	$0,473 \cdot 10^{-6}$	$0,333 \cdot 10^{-5}$	2,0	0,142
6000	4	$0,109 \cdot 10^{-4}$	$0,311 \cdot 10^{-4}$	4,1	0,353
	3	$0,111 \cdot 10^{-4}$	$0,337 \cdot 10^{-4}$	4,2	0,329
	2	$0,116 \cdot 10^{-4}$	$0,360 \cdot 10^{-4}$	4,6	0,323
8000	4	$0,409 \cdot 10^{-4}$	$0,116 \cdot 10^{-3}$	3,7	0,354
	3	$0,420 \cdot 10^{-4}$	$0,124 \cdot 10^{-3}$	5,5	0,337
	2	$0,427 \cdot 10^{-4}$	$0,129 \cdot 10^{-3}$	7,6	0,330
10000	4	$0,104 \cdot 10^{-3}$	$0,190 \cdot 10^{-3}$	7,4	0,545
	3	$0,101 \cdot 10^{-3}$	$0,190 \cdot 10^{-3}$	8,1	0,533
	2	$0,966 \cdot 10^{-4}$	$0,189 \cdot 10^{-3}$	7,7	0,511
12000	4	$0,171 \cdot 10^{-3}$	$0,242 \cdot 10^{-3}$	7,1	0,707
	3	$0,166 \cdot 10^{-3}$	$0,242 \cdot 10^{-3}$	7,0	0,688
	2	$0,162 \cdot 10^{-3}$	$0,242 \cdot 10^{-3}$	6,0	0,667
16000	4	$0,317 \cdot 10^{-3}$	$0,330 \cdot 10^{-3}$	5,5	0,959
	3	$0,315 \cdot 10^{-3}$	$0,340 \cdot 10^{-3}$	5,4	0,928
20000	4	$0,490 \cdot 10^{-3}$	$0,424 \cdot 10^{-3}$	4,9	1,156
	3	$0,487 \cdot 10^{-3}$	$0,460 \cdot 10^{-3}$	4,9	1,059
25000	4	$0,744 \cdot 10^{-3}$	$0,579 \cdot 10^{-3}$	5,1	1,286
30000	4	$0,108 \cdot 10^{-2}$	$0,779 \cdot 10^{-3}$	5,8	1,392

точностью и вместе с тем охватывают широкую область спектральных классов. Эффективная температура $T_{\text{эф}}$ меняется от 4000 до 50000°, однако мы ограничимся рассмотрением интервала $4000^\circ \leq T_{\text{эф}} \leq 30000^\circ$, так как при более высоких значениях $T_{\text{эф}}$ на расчеты эквивалентных ширин линий могут сильно влиять отклонения от локального термодинамического равновесия.

Коэффициенты $B^{(0)}$ и $B^{(1)}$ определялись следующим образом. По моделям атмосфер [7] находилась точная зависимость функции Планка от оптической глубины τ_{5000} в длине волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. Затем с помощью метода наименьших квадратов вычислялись такие значения $B^{(0)}$ и $B^{(1)}$, чтобы приближенная формула (1) наилучшим образом соответствовала точному ходу функции $B(T)$ в области $0,01 \leq \tau_{5000} \leq 1$. Как будет видно из дальнейших расчетов, именно в эту область попадают средние глубины образования линий, применяемых в методе кривых роста. Результаты вычислений для ряда значений эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g приведены в табл. 1. Зависимость отношения $B^{(0)}/B^{(1)}$ от $T_{\text{эф}}$ представлена на рис. 1.

Данные табл. 1 позволяют ответить на поставленный выше вопрос о точности соотношения (1). В предпоследнем столбце табл. 1 приведено среднее отклонение, которое дает формула (1) относительно точных значений $B(T)$. Видно, что во всем рассмотренном диапазоне $T_{\text{эф}}$ и g указанная величина составляет лишь несколько процентов, причем максимальное отклонение 8% достигается при $T_{\text{эф}} = 10000^\circ$. Отметим, что аналогичные расчеты выполнены нами и для полуэмпирической модели солнечной атмосферы [8]; оказалось, что в этом случае $B^{(0)} = 10^{-5} \cdot 0,826$,

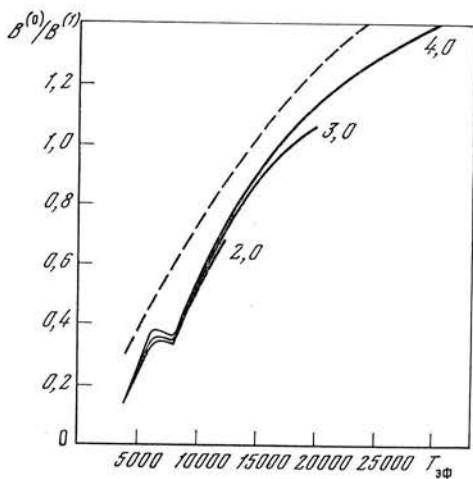


Рис. 1. Зависимость величины $B^{(0)}/B^{(1)}$ от эффективной температуры $T_{эф}$ для длины волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$

Сплошные линии получены по моделям звездных атмосфер [7] при $\lg g = 4, 3$ и 2 ; штриховая линия представляет соотношение (2)

$B^{(1)} = 10^{-4} \cdot 0,297$ и $B^{(0)}/B^{(1)} = 0,278$, а среднее отклонение равно 10%. Таким образом, в области $0,01 \leq \tau_{5000} \leq 1$ предположение (1) выполняется обычно с точностью, вполне достаточной для метода кривых роста.

Из рассмотрения рис. 1 следует вывод, что отношение $B^{(0)}/B^{(1)}$ для фиксированной длины волны определяется главным образом величиной $T_{эф}$, в то время как от ускорения g оно зависит очень слабо. Чем горячее звезда, тем больше значение $B^{(0)}/B^{(1)}$. Исключением является область $6000^\circ \leq T_{эф} \leq 8000^\circ$, в которой отношение $B^{(0)}/B^{(1)}$ почти постоянно. Нарушение плавного хода кривой в этой области объясняется, по-видимому, тем обстоятельством, что именно здесь происходит: смена основного источника непрозрачности звездной атмосферы (ведущая роль от отрицательного иона водорода H^- переходит к нейтральному водороду).

На рис. 1 для сравнения штриховой линией показана зависимость, найденная при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ из приближенного равенства (2). При этом поверхностная температура вычислялась с помощью известного соотношения $T_0 = 0,811 T_{эф}$ (см. [5]). Видно, что использование (2) приводит к завышению значений $B^{(0)}/B^{(1)}$ на $0,1-0,2$.

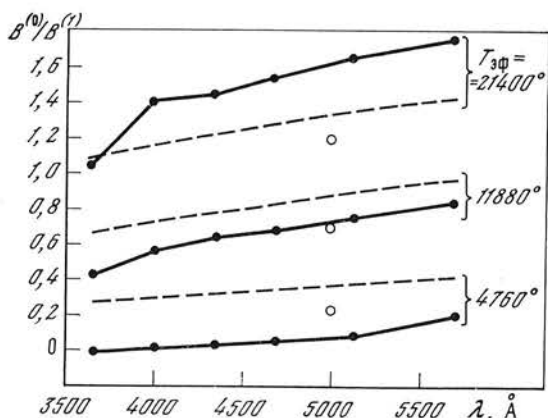


Рис. 2. Зависимость величины $B^{(0)}/B^{(1)}$ от длины волны для трех значений $T_{эф}$

Сплошные линии получены по моделям атмосфер де Ягера и Невена [9], штриховые — с помощью соотношения (2), светлые кружки — по моделям Куруча и др. [7]

Остается рассмотреть зависимость $B^{(0)}/B^{(1)}$ от длины волны. К сожалению, в моделях атмосфер [7] не приведена связь между оптической глубиной τ_{5000} и оптическими глубинами в других длинах волн. Поэтому пришлось использовать менее точные модели К. де Ягера и Л. Невена [9], в которых такая связь найдена. На рис. 2 для трех значений эффективной температуры и $\lg g = 4$ представлена зависимость $B^{(0)}/B^{(1)}$ от λ в видимой области спектра, полученная как по моделям атмосфер де

Ягера и Невена, так и с помощью соотношения (2). Интересно, что при одной и той же эффективной температуре сплошные и штриховые линии примерно параллельны, хотя соответствующие им распределения температуры (в обоих случаях приближенные) найдены разными способами. Это дает основания предполагать, что приведенные на рис. 2 результаты в общих чертах правильно описывают относительное изменение величины $B^{(0)}/B^{(1)}$; в то же время абсолютные значения $B^{(0)}/B^{(1)}$ могут быть несколько занижены или завышены, на что указывает сравнение с данными, полученными из табл. 1 для тех же трех значений $T_{\text{эф}}$ при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. С помощью рис. 2 можно оценить, как меняется отношение $B^{(0)}/B^{(1)}$, когда длина волны заметно отличается от 5000 \AA . Вместе с тем, как видно из сопоставления рис. 1 и 2, величина $B^{(0)}/B^{(1)}$ в большей степени зависит от эффективной температуры и в меньшей — от длины волны. Поэтому при определении $B^{(0)}/B^{(1)}$ для конкретной звезды следует исходить прежде всего из ее спектрального класса.

2. Глубина образования линий

В методе кривых роста используются эквивалентные ширины линий W , поэтому будем рассматривать среднюю глубину образования линии в целом. Обозначив эту величину через τ_W , подчеркнем, что речь идет об оптической глубине, измеренной в соответствующем участке непрерывного спектра (т. е. в шкале глубин τ_λ). В определении τ_W необходимо учесть два обстоятельства. Во-первых, каждой точке профиля линии соответствует своя глубина образования τ_{H_ν} , относящаяся к потоку излучения H_ν в частоте ν . Во-вторых, разные участки профиля вносят разный вклад в эквивалентную ширину.

Как известно, если рассматривается излучение всего диска звезды, эквивалентная ширина линии находится из равенства

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - r_\nu) d\Delta\nu, \quad (3)$$

где $\Delta\nu = \nu - \nu_0$, $r_\nu = H_\nu/H_0$, H_ν — поток в линии, H_0 — поток в непрерывном спектре. Отсюда видно, что вклад участка контура с частотой ν в эквивалентную ширину W характеризуется величиной $(1 - r_\nu)/W$. Пусть глубина образования τ_{H_ν} того же участка измеряется в шкале монохроматических оптических глубин τ_ν , а $\tau_\lambda^{\square}(\tau_{H_\nu})$ — соответствующая ей оптическая глубина в непрерывном спектре. Заметим, что

$$\tau_\nu = \int_h^{\infty} (\kappa + l_\nu) dh, \quad \tau_\lambda = \int_h^{\infty} \kappa dh, \quad (4)$$

где h — геометрическая высота. Тогда для средней глубины образования линии в целом можно ввести следующее определение:

$$\tau_W = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_\lambda(\tau_{H_\nu})(1 - r_\nu) d\Delta\nu, \quad (5)$$

причем W находится из соотношения (3). Необходимо отметить, что определение такого вида уже применялось некоторыми авторами.

Используем введенные выше предположения. Как известно (см., например, [1, 2] или [5]), если функция Планка представлена в виде (1) и $\eta_\nu = \text{const}$, то

$$r_\nu = \frac{V\sqrt{1-\lambda_\nu}}{\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \frac{B^{(0)}}{B^{(1)}}} \left[\frac{B^{(0)}}{B^{(1)}} \alpha_1 + (1 - \lambda_\nu) \alpha_2 + \frac{\lambda_\nu}{2} \sqrt{1 - \lambda_\nu} \alpha_1^2 \right], \quad (6)$$

где

$$\lambda_\nu = \frac{l_\nu}{l_\nu + \kappa} = \frac{\eta_\nu}{1 + \eta_\nu}, \quad (7)$$

а α_1 и α_2 — первый и второй моменты функции Амбарцумяна, зависящие от λ_ν . Как показал Дж. Розендаль [10], при применении метода кривых роста к горячим сверхгигантам необходимо учитывать рассеяние на свободных электронах. В этом случае в равенства (4) и (7) должен входить коэффициент электронного рассеяния; соответственно усложняется и соотношение (6).

При $\eta_\nu = \text{const}$ из (4) и (7) следует, что

$$\tau_\nu = (1 + \eta_\nu) \tau_\lambda = \tau_\lambda / (1 - \lambda_\nu). \quad (8)$$

Отсюда τ_λ (τ_{H_ν}) = $(1 - \lambda_\nu) \tau_{H_\nu}$, и формула (5) принимает вид

$$\tau_W = \frac{\int_0^\infty \tau_{H_\nu} (1 - \lambda_\nu) (1 - r_\nu) d\Delta\nu}{\int_0^\infty (1 - r_\nu) d\Delta\nu}. \quad (9)$$

Здесь использовано выражение (3). Кроме того, бесконечный промежуток интегрирования для удобства вычислений заменен на полубесконечный (профиль считается симметричным относительно центральной частоты ν_0). Таким образом, знаменатель в правой части (9) равен $1/2 W$. Перейдем в (9) от интегрирования по $\Delta\nu$ к интегрированию по безразмерной частоте $x = \Delta\nu/\Delta\nu_D$, где $\Delta\nu_D$ — доплеровская полуширина. Тогда

$$\tau_W = \frac{\int_0^\infty \tau_{H_\nu} (1 - \lambda_\nu) (1 - r_\nu) dx}{\int_0^\infty (1 - r_\nu) dx}. \quad (10)$$

Величина τ_{H_ν} подробно исследована в [4]. Применено следующее определение:

$$\tau_{H_\nu} = \frac{\int_0^1 \tau_{I_\nu}(\mu) I_\nu(0, \mu) \mu d\mu}{\int_0^1 I_\nu(0, \mu) \mu d\mu}, \quad (11)$$

где $I_\nu(0, \mu)$ — интенсивность излучения, выходящего из атмосферы под углом $\theta = \arccos \mu$, а $\tau_{I_\nu}(\mu)$ — монохроматическая глубина образования участка профиля с частотой ν , относящаяся к интенсивности излучения. Таким образом, для вычисления глубины образования всей линии τ_W , как видно из (10) и (11), предварительно необходимо вычислить глубины образования $\tau_{I_\nu}(\mu)$ и τ_{H_ν} отдельных участков профиля. Уравнения, определяющие $\tau_{I_\nu}(\mu)$, получены в [4] (см. (21) и (39)). Численное решение указанных уравнений, выполненное в процессе расчетов величины τ_W , подтвердило, что с точностью $\sim 1\%$ выполняется предложенное в [4] приближенное соотношение

$$\frac{\tau_{I_\nu}(\mu)}{\mu} = A + B\mu + C\mu^2, \quad (12)$$

где коэффициенты A , B и C зависят от λ_ν и $B^{(0)}/B^{(1)}$. В этом случае, как

показано в [4], из равенства (11) при $\lambda_v < 1$ получаем

$$\tau_{H_v} = \frac{A(z\alpha_2 + \alpha_3) + B(z\alpha_3 + \alpha_4) + C(z\alpha_4 + \alpha_5)}{z\alpha_1 + \alpha_2}. \quad (13)$$

Здесь

$$z = \frac{B^{(0)}}{B^{(1)}} \frac{1}{1 - \lambda_v} + \frac{\alpha_1}{2} \frac{\lambda_v}{\sqrt{1 - \lambda_v}}$$

и α_n — моменты функции Амбарцумяна (их значения приведены, например, в [11]). Отметим, что $\tau_{H_v} = 0,85$ при $\lambda_v = 1$ независимо от вида функции $B(T)$.

Перейдем к описанию методики и результатов вычислений.

3. Результаты вычислений

Теоретические кривые роста Врубеля [2] рассчитывались для значений $B^{(0)}/B^{(1)}$, равных $1/3$, $2/3$, $4/3$ и $10/3$. Как видно из табл. 1 и рис. 1 и 2, для реальных звездных атмосфер величина $10/3$ является слишком большой; с другой стороны, можно ожидать значений $B^{(0)}/B^{(1)}$, меньших $1/3$. Поэтому в наших вычислениях было принято $B^{(0)}/B^{(1)} = 0$, $1/3$, $2/3$ и $4/3$.

Как и в расчетах Врубеля, коэффициент поглощения в линии считался фойгтовским. Таким образом, $\eta_v = \eta_{v_0} H(a, x)$, где η_{v_0} — значение η_v в центре линии, а $H(a, x)$ — функция Фойгта. Последняя зависит от безразмерной частоты x , измеренной от центра линии и выраженной в доплеровских полуширинах Δv_D , а также от параметра a , связанного с постоянной затухания. При $x \leq 10$ использовались таблицы функции $H(a, x)$, составленные Д. Хаммером [12], а при $x > 10$ применялась известная асимптотическая формула. Для a были приняты значения 10^{-1} , 10^{-2} и 10^{-3} , т. е. величина a менялась в том же диапазоне, который был рассмотрен Врубелем.

Из соотношения (5) видно, что для вычисления глубины образования линии необходимо предварительно вычислить ее эквивалентную ширину W , точнее, $W/\Delta v_D$, так как расчеты велись по формуле (10). При $B^{(0)}/B^{(1)} = 1/3$, $2/3$ и $4/3$ имелась возможность сравнивать наши значения $W/\Delta v_D$ с данными Врубеля. Согласие оказалось хорошим: разница в логарифме составляет несколько единиц последнего, третьего, знака после запятой. Случай $B^{(0)}/B^{(1)} = 0$ Врубелем не рассматривался, однако он может оказаться полезным при исследовании звезд поздних спектральных классов. Действительно, для низких эффективных температур, как видно из рис. 1, величина $B^{(0)}/B^{(1)}$ может лежать ближе к 0, чем к $1/3$. Кривые роста, полученные при $B^{(0)}/B^{(1)} = 0$, приведены на рис. 3.

В табл. 2 сведены все вычисленные нами значения τ_W . На рис. 4 представлена зависимость τ_W от η_{v_0} для указанных выше параметров $B^{(0)}/B^{(1)}$ и a . Остановимся на основных особенностях найденной зависимости.

Глубина образования очень слабых линий практически совпадает с глубиной образования непрерывного спектра (в табл. 2 непрерывному спектру соответствует случай $\lg \eta_{v_0} \rightarrow -\infty$). Постепенный рост η_{v_0} приводит к повышению непрозрачности атмосферы; в результате излучение в линии начинает выходить из все более высоких атмосферных слоев, чему соответствует уменьшение глубины образования τ_W (напомним, что последняя измеряется в шкале оптических глубин непрерывного спектра). На этом этапе роста η_{v_0} линия состоит практически только из доплеровского ядра, крылья же слабы и поэтому не оказывают существенного влияния на величину τ_W . Однако дальнейшее возрастание η_{v_0} приводит к появлению мощных крыльев. Излучение в крыльях линии выходит из более глубоких слоев звездной атмосферы, чем излучение в ядре, поэтому влияние крыльев направлено в сторону увеличения глубины образования линии в целом. Это приводит к тому, что при некотором значении η_{v_0} , когда вклад

Значения τ_w

lg η_{v_0}	$B^{(0)}/B^{(1)} = 0$			$B^{(0)}/B^{(1)} = 1/3$			$B^{(0)}/B^{(1)} = 2/3$			$B^{(0)}/B^{(1)} = 4/3$		
	$a = 10^{-3}$	$a = 10^{-2}$	$a = 10^{-1}$	$a = 10^{-3}$	$a = 10^{-2}$	$a = 10^{-1}$	$a = 10^{-3}$	$a = 10^{-2}$	$a = 10^{-1}$	$a = 10^{-3}$	$a = 10^{-2}$	$a = 10^{-1}$
$-\infty$	1,26	1,26	1,26	0,98	0,98	0,98	0,84	0,84	0,84	0,70	0,70	0,70
-2,0	1,25	1,25	1,25	0,97	0,97	0,97	0,83	0,83	0,83	0,69	0,69	0,69
-1,6	1,23	1,23	1,24	0,96	0,96	0,96	0,82	0,82	0,82	0,68	0,68	0,68
-1,2	1,20	1,20	1,21	0,93	0,93	0,94	0,79	0,79	0,80	0,66	0,66	0,67
-0,8	1,11	1,11	1,13	0,86	0,86	0,88	0,74	0,74	0,75	0,62	0,62	0,63
-0,4	0,96	0,96	0,99	0,74	0,74	0,76	0,63	0,63	0,66	0,54	0,54	0,56
0,0	0,73	0,74	0,79	0,56	0,56	0,60	0,48	0,48	0,52	0,42	0,42	0,45
0,4	0,50	0,51	0,58	0,37	0,38	0,43	0,33	0,33	0,38	0,29	0,29	0,33
0,8	0,32	0,34	0,43	0,24	0,25	0,33	0,21	0,22	0,28	0,19	0,20	0,24
1,2	0,22	0,24	0,39	0,16	0,18	0,28	0,14	0,15	0,24	0,12	0,13	0,20
1,6	0,16	0,20	0,40	0,12	0,14	0,29	0,10	0,12	0,24	0,09	0,10	0,19
2,0	0,13	0,21	0,45	0,09	0,14	0,32	0,08	0,12	0,26	0,07	0,10	0,21
2,4	0,12	0,26	0,50	0,08	0,18	0,36	0,07	0,14	0,29	0,05	0,11	0,23
2,8	0,13	0,35	0,53	0,09	0,24	0,38	0,07	0,19	0,31	0,05	0,14	0,25
3,2	0,16	0,44	0,55	0,10	0,30	0,39	0,08	0,24	0,32	0,06	0,19	0,26
3,6	0,23	0,51	0,56	0,15	0,36	0,40	0,12	0,29	0,33	0,09	0,23	0,27
4,0	0,35	0,54	0,56	0,23	0,38	0,41	0,18	0,31	0,34	0,13	0,25	0,28
4,4	0,45	0,55	0,56	0,31	0,40	0,41	0,24	0,33	0,34	0,18	0,27	0,28
4,8	0,52	0,56	0,56	0,36	0,41	0,41	0,28	0,34	0,34	0,22	0,28	0,28
5,2	0,54	0,56	0,56	0,38	0,41	0,41	0,31	0,34	0,34	0,25	0,28	0,28
5,6	0,56	0,56	0,56	0,40	0,41	0,41	0,33	0,34	0,34	0,27	0,28	0,28
6,0	0,56	0,56	0,56	0,41	0,41	0,41	0,34	0,34	0,34	0,28	0,28	0,28
$+\infty$	0,56	0,56	0,56	0,41	0,41	0,41	0,34	0,34	0,34	0,28	0,28	0,28

крыльев в эквивалентную ширину начинает превосходить вклад ядра, величина τ_w достигает минимума и затем возрастает. Как видно из рис. 4, положение минимума и его величина зависят от параметра a . Чем больше a , тем быстрее развиваются крылья, тем раньше достигается минимум и тем меньше его глубина. Наименьшее из всех значений τ_w , представленных в табл. 2, получено при $B^{(0)}/B^{(1)} = 4/3$ и $a = 10^{-3}$; оно равно 0,05. Отметим, что минимум в распределении τ_w приходится на плоскую часть кривой роста.

Интересно поведение глубин образования сильных линий. Из рис. 4 видно, что величина τ_w с ростом η_{v_0} может возрастать лишь до определенного предела, причем предельные значения τ_w зависят от $B^{(0)}/B^{(1)}$ и не зависят от a (эти значения указаны в последней строке табл. 2). При больших значениях η_{v_0} основной вклад в глубину образования линии и в ее эквивалентную ширину вносят крылья. Как известно (см., например, [5]), в этом случае для коэффициента поглощения l_v на всем протяжении линии можно пользоваться выражением

$$l_v = l_{v_0} \frac{a}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{x^2},$$

откуда

$$\eta_v = \eta_{v_0} \frac{a}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{x^2}. \quad (14)$$

Перейдем в (10) к новой переменной интегрирования

$$y = \frac{x}{\sqrt{a\eta_{v_0}/\sqrt{\pi}}}.$$

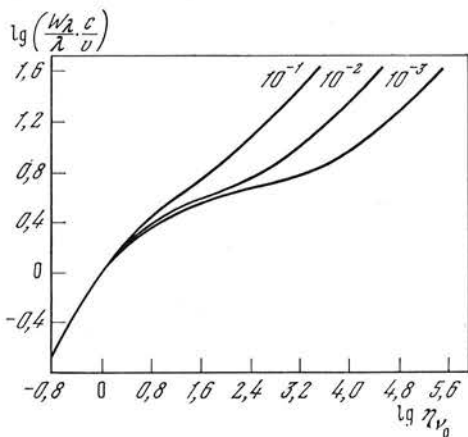


Рис. 3. Кривые роста при $B^{(0)}/B^{(1)} = 0$ и $a = 10^{-1}, 10^{-2}$ и 10^{-3}

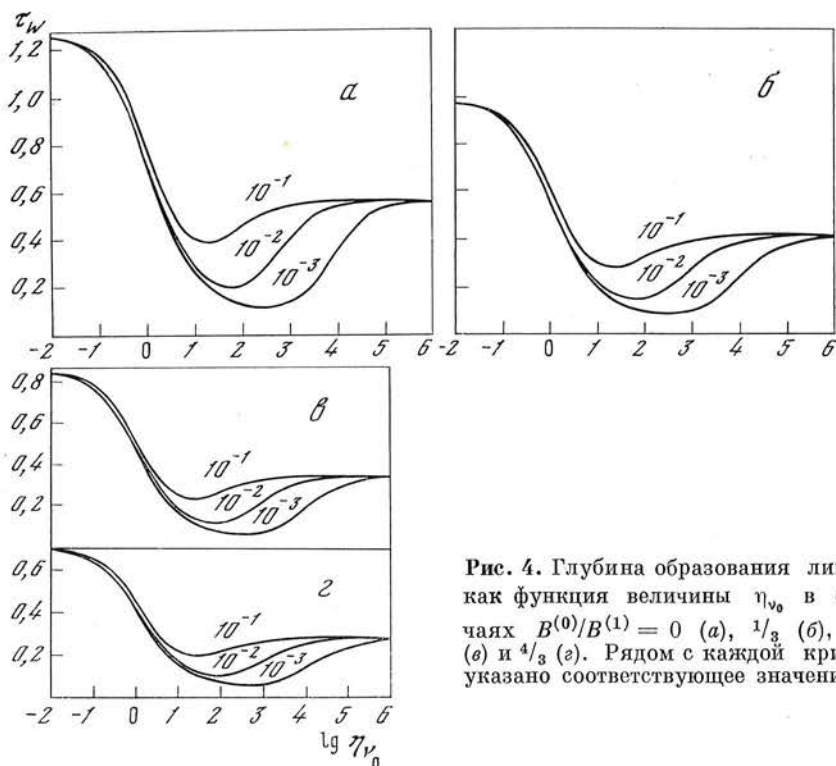


Рис. 4. Глубина образования линии как функция величины η_{v_0} в случаях $B^{(0)}/B^{(1)} = 0$ (а), $1/3$ (б), $2/3$ (в) и $4/3$ (г). Рядом с каждой кривой указано соответствующее значение a

Тогда

$$\tau_w = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{H_\nu}(\lambda_\nu)(1 - \lambda_\nu)[1 - r_\nu(\lambda_\nu)] dy}{\int_0^{\infty} [1 - r_\nu(\lambda_\nu)] dy}, \quad (15)$$

где $\lambda_\nu = 1/(1 + y^2)$, а величина $r_\nu(\lambda_\nu)$ по-прежнему находится с помощью соотношения (6). Выражение (15) задает глубину образования линии при $\eta_{v_0} \gg 1$. Видно, что подынтегральные функции в (15) зависят только от λ_ν и от $B^{(0)}/B^{(1)}$. Таким образом, величина τ_w для очень сильных линий действительно зависит от $B^{(0)}/B^{(1)}$ и не зависит от значений η_{v_0} и a .

Необходимо отметить, что наши расчеты выполнены при условии когерентного рассеяния в линии. Однако в случае сильных линий заметную роль играет перераспределение излучения по частоте. По-видимому, обмен

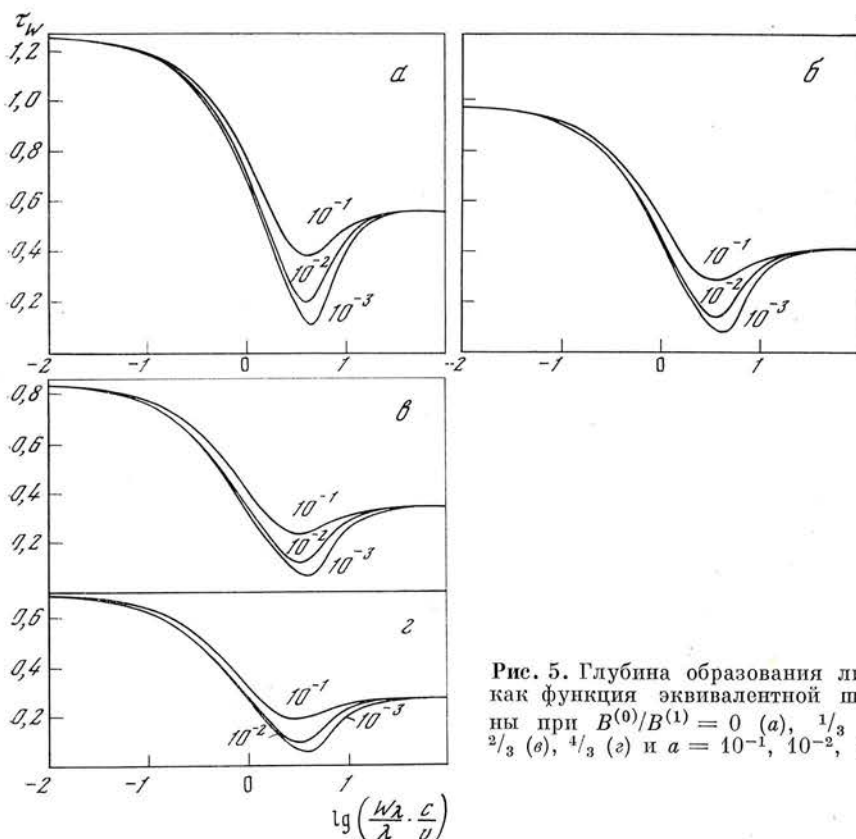


Рис. 5. Глубина образования линии как функция эквивалентной ширины при $B^{(0)}/B^{(1)} = 0$ (а), $1/3$ (б), $2/3$ (в), $4/3$ (г) и $a = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$

энергией между ядром линии и ее крыльями может как-то повлиять на величину τ_W . Вместе с тем для метода кривых роста этот вопрос существенного практического значения не имеет, так как линии с большой эквивалентной шириной в указанном методе обычно не используются (здесь кривая роста сильно зависит от параметра a , который определяется недостаточно надежно).

Для каждого значения η_{ν_0} , указанного в табл. 2, найдены глубина образования линии τ_W и ее эквивалентная ширина W . Следовательно, можно построить зависимость τ_W от W . На рис. 5, где представлена такая зависимость, по оси абсцисс отложена эквивалентная ширина, выраженная в доплеровских полуширинах, т. е. величина $\frac{W\lambda}{\lambda} \frac{c}{v}$, где c — скорость света и v — скорость движения атомов в атмосфере (с учетом теплового движения и микротурбулентности). Последняя находится по кривым роста. Таким образом, на рис. 5 по горизонтальной оси отложена величина, известная из наблюдений. Это позволяет находить τ_W для каждой конкретной линии.

4. Точность метода кривых роста

Описанные выше результаты позволяют оценить внутреннюю точность метода кривых роста (мы не касаемся внешних источников ошибок, например неточностей в применяемых силах осцилляторов или в наблюдаемых эквивалентных ширинах). Так как глубина образования линий может меняться лишь в ограниченных пределах (от 1,26 до 0,12 при $B^{(0)}/B^{(1)} = 0$ и от 0,70 до 0,05 при $B^{(0)}/B^{(1)} = 4/3$ и $a = 10^{-3}$), то отсюда можно определить соответствующий интервал изменения температуры и электронного давления. В качестве примера на рис. 6 представлена зависимость

физических условий образования линий от эквивалентной ширины, полученная по модели атмосферы с параметрами $T_{эф} = 6000^\circ$, $\lg g = 4$ [7]. Как видно из табл. 1, для длин волн, близких 5000 \AA , этой модели соответствует отношение $B^{(0)}/B^{(1)} = 1/3$. На левой шкале рис. 6 отложены значения температуры T , на правой — значения концентрации свободных электронов N_e . Видно, что в той области, которая играет доминирующую роль в формировании эквивалентных ширин линий, максимальное изменение T составляет около 1300° при $a = 10^{-3}$ и около 1100° при $a = 10^{-2}$. Этому соответствуют изменения в величине $\Theta = 5040/T$, равные соответственно 0,19 и 0,16. Концентрация электронов в той же области может меняться в 19 раз при $a = 10^{-3}$ и в 12 раз при $a = 10^{-2}$. Так как очень слабые линии в методе кривых роста не используются (здесь велики ошибки в W), то указанные выше изменения в Θ и N_e могут несколько уменьшиться. Однако порядок величины максимальных возможных изменений сохранится. Поэтому, если для какой-либо поздней F-звезды по линиям разных элементов получены значения N_e , отличающиеся на 2—3 порядка, то этот результат не отражает строения реальной атмосферы и проистекает, например, из неверного отождествления линий или малой точности использованной системы сил осцилляторов.

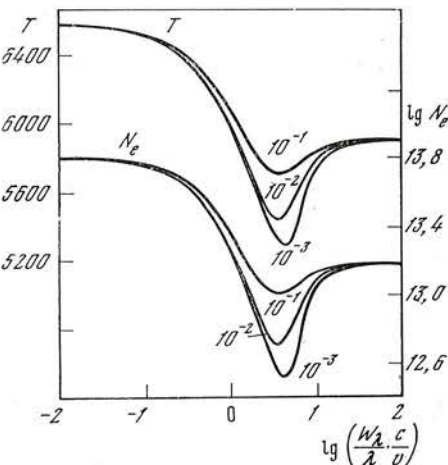


Рис. 6. Зависимость условий образования линий от эквивалентной ширины, полученная для модели атмосферы с параметрами $T_{эф} = 6000^\circ$ и $\lg g = 4$

Кривые соответствуют значениям $a = 10^{-1}$, 10^{-2} и 10^{-3}

Аналогичные оценки можно выполнить и для звезд других спектральных классов. Согласно данным табл. 1 модели атмосферы с параметрами $T_{эф} = 11000^\circ$ и $\lg g = 4$, т. е. примерно звезде класса A0 V, соответствует значение $B^{(0)}/B^{(1)} = 2/3$, а модели с параметрами $T_{эф} = 25000^\circ$ и $\lg g = 4$ — значение $B^{(0)}/B^{(1)} = 4/3$. Расчеты, выполненные с помощью этих двух моделей, показали, что при $T_{эф} = 11000^\circ$ максимальные вариации температуры в области образования линий могут достигать величины $\Delta\Theta = 0,10 \div 0,12$, в то время как при $T_{эф} = 25000^\circ$ они составляют лишь $0,04-0,05$. Напомним, что $\Delta\Theta = 0,16 \div 0,19$ при $T_{эф} = 6000^\circ$. Отсюда видно, что предположение о постоянстве температуры лучше выполняется для горячих звезд, чем для холодных. Такой же вывод можно сделать и в отношении концентрации электронов. Действительно, при $T_{эф} = 6000^\circ$ в той области, где формируются эквивалентные ширины линий, N_e может меняться в 12—19 раз (см. выше), в то время как при $T_{эф} = 11000^\circ$ и $T_{эф} = 25000^\circ$ в худшем случае N_e меняется в 3—4 раза.

Зная диапазон возможных вариаций температуры, можно найти ту максимальную ошибку в определении содержания какого-либо атома или иона, к которой приводит предположение об однородности атмосферы. Действительно, в формулу Больцмана, связывающую логарифм полного числа атомов N_r с логарифмом числа атомов $N_{r,s}$ на нижнем уровне линии, входит член $\chi_{r,s}\Theta$, где $\chi_{r,s}$ — потенциал возбуждения уровня s . Приписывая всем линиям одни и те же условия возникновения, мы вносим в температуру Θ при которой формируется эквивалентная ширина конкретной линии, ошибку $\Delta\Theta$, максимальные значения которой найдены выше. Соответствующая ошибка в $\lg N_r$ равна $\chi_{r,s}\Delta\Theta$. Если для потенциала возбуждения взять значения $\chi_{r,s} = 2 \div 3 \text{ эв}$, наиболее характерные для линий, используемых в методе кривых роста, тогда при $T_{эф} = 6000^\circ$ вели-

чина N_r может быть завышена или занижена в 2—3 раза, при $T_{эф} = 11\ 000^\circ$ в 1,5—2 раза и при $T_{эф} = 25\ 000^\circ$ в 1,2—1,4 раза. Отсюда видно, что при использовании одного и того же набора линий предположение об однородности атмосферы может приводить к тем большей неопределенности в оценке содержания элемента, чем ниже $T_{эф}$, т. е. чем позже спектральный класс звезды.

Итак, расчеты средних глубин образования линий в совокупности с моделями звездных атмосфер позволяют оценить точность метода кривых роста. Такая оценка выполнена нами для звезд спектральных классов В—К. При переходе к звездам класса М положение осложняется, так как появляются молекулярные источники непрозрачности. Существующие модели атмосфер М-звезд не позволяют достаточно уверенно вычислить $B^{(0)}/B^{(1)}$ для видимой части спектра. Поэтому оценка точности метода кривых роста для звезд класса М связана в первую очередь с усовершенствованием моделей атмосфер холодных звезд.

Автор выражает искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за обсуждение статьи и полезные советы.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. Х. Аллер. Сб. «Звездные атмосферы» (под ред. Дж. Гринстейна). М., ИЛ, 1963, гл. 4.
2. М. Н. Wrubel. *Astrophys. J.*, 1949, 109, 66.
3. Л. С. Любимков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, 248.
4. Л. С. Любимков. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, 164.
5. В. В. Соболев. Курс теоретической астрофизики. М., «Наука», 1967.
6. Л. С. Любимков. *Астрофизика*, 1975, 11, 703.
7. R. Kurucz, D. Carbon, O. Gingerich. In «Theory and observation of normal stellar atmospheres». Cambridge—London, MIT Press, 1969, p. 401.
8. O. Gingerich, R. Noyes, W. Kalkofen, Y. Cuny. *Solar Phys.*, 1971, 18, 347.
9. C. de Jager, L. Neven. *Bull. Astron. Inst. Netherlands, Suppl.*, 1967, 2, 125.
10. J. D. Rosendhal. *Astrophys. Space Sci.*, 1969, 4, 419.
11. В. М. Лоскутов. *Астрофизика*, 1973, 9, 361.
12. D. G. Hummer. *Mem. Roy. Astron. Soc.*, 1965, 70, 1.

ТОЧЕЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ ГАММА-КВАНТОВ И ХАРАКТЕР РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДИСКУ ГАЛАКТИКИ

А. А. Степанян

Предлагается гипотеза о том, что часть ($\sim 40\%$) излучения гамма-квантов с энергией $> 10^8$ эв от области центра Галактики ($330^\circ < l^{\text{II}} < 40^\circ$) связана с точечными источниками. При этом существенно, что источники являются переменными. Предполагается, что переменность, как это следует из измерений в области $10^{11} - 10^{13}$ эв, имеет сложный характер.

Применение этой гипотезы облегчает объяснение диффузного фона гамма-излучения Галактики, позволяет уменьшить общее количество газа в Галактике, необходимого для объяснения этого фона. В рамках этой гипотезы распределение электронной компоненты космических лучей в Галактике может быть согласовано с распределением ядерной компоненты, вытекающим из данных о гамма-излучении. Показано, что расхождения между результатами наблюдений точечных источников по данным спутников и баллонов связаны с переменным характером излучения гамма-квантов.

Для обеспечения 40% всего гамма-излучения от центральной области Галактики радиусом 6 кпс необходимо, чтобы в нем находилось несколько сот таких источников, как Крабовидная туманность, или несколько таких, как рентгеновский источник Cyg X-3.

POINT GAMMA-RAY SOURCES AND THE DISTRIBUTION OF COSMIC-RAYS OVER THE GALAXY, by A. A. Stepanian.— The supposition is made that some part ($\sim 40\%$) of gamma-ray emission of energy $> 10^8$ ev from the galactic center region ($330^\circ < l^{\text{II}} < 40^\circ$) is produced by point sources. As it is seen from the observation gamma-ray sources of energy $10^{11} - 10^{13}$ ev are variable. There is evidence that the behaviour of the gamma-ray sources of energy 10^8 ev is the same.

Our supposition makes it easier to explain the diffuse galactic disk emission because it decreases the amount of gas necessary for the explanation. The supposition also facilitates the conformation of high-energy electron distribution over the Galaxy to the nuclear component distribution derived from the data of gamma-ray emission of the Galaxy. It was shown that the discrepancy between the balloon data and satellite measurements concerned to the existence of point sources may be caused by variability of these sources. Some hundreds of sources such as Crab nebula or several sources such as Cyg X-3 are necessary for providing the galactic Center region's gamma-ray emission.

После опубликования первых результатов наблюдений гамма-излучения с энергией квантов > 100 Мэв [1] различными авторами делались попытки объяснить зависимость потока гамма-квантов от галактической долготы. Особое внимание большинство авторов при этом обращало на относительно большой поток гамма-квантов в направлении от центральной части нашей Галактики для долгот $-30^\circ < l^{\text{II}} < +30^\circ$. Такой большой интерес к этому вопросу естествен, так как он затрагивает целый ряд проблем, связанных как со структурой Галактики, так и с происхождением космических лучей.

До возникновения гамма-астрономии единственную информацию о наличии космических лучей в тех или иных астрофизических объектах получали из данных радиоастрономии. Регистрация радиоизлучения от остатков сверхновых подтвердила гипотезу о генерации в них¹ частиц высоких энергий. При этом радиоизлучение в остатках сверхновых (как и в большинстве других галактических и внегалактических объектов) возникает при движении электронов в магнитном поле, т. е. имеет синхротронную природу.

Эти данные легли в основу теории генерации космических² лучей во взрывах сверхновых, развитой В. Л. Гинзбургом и С. И. Сыроватским [2].

Однако радиоизлучение не дает практически никакой информации об основной компоненте космических лучей — ядерной составляющей. Данные об этой составляющей стали поступать по мере развития новой науки — гамма-астрономии.

Подтверждение того, что вся наша Галактика (или, по крайней мере, спиральные рукава) заполнена космическими лучами, получено после измерений характеристик спектра гамма-излучения от диска Галактики. Из данных [1, 3] следует, что, по крайней мере, основная часть гамма-излучения Галактики образуется от распадов π^0 -мезонов, которые в свою очередь возникают при взаимодействии протонов и ядер высоких энергий с ядрами атомов газа, заполняющего межзвездную среду. В [1] было показано, что с точностью до десятков процентов гамма-излучение всего галактического диска, кроме области центра Галактики ($-40^\circ < l_{II} < +40^\circ$), можно объяснить, если принять, что плотности космических лучей в Галактике всюду такая же, как и у Земли. Что касается области галактических долгот $-40^\circ < l_{II} < +40^\circ$, то излучение от этой области в 3—5 раз превышает ожидаемое.

Одни авторы объясняли этот избыток наличием точечных источников гамма-квантов [4, 5], другие считают, что на расстоянии 4—5 *kpc* плотность космических лучей существенно выше, чем в остальной части Галактики [6], третьи, используя радиоастрономические данные о содержании CO, полагают, что в газовой составляющей Галактики имеется значительное количество молекулярного водорода, предполагая при этом некоторую зависимость плотности космических лучей от расстояния до галактического центра [7—9]. И, наконец, в [10] предполагается, что плотность космических лучей пропорциональна плотности газа, сосредоточенного в спиральных рукавах.

Ниже будет сделан анализ некоторых данных, которые могли бы внести ясность в этот вопрос.

§ 1. Ход плотности космических лучей с расстоянием от центра Галактики

Во всех гипотезах, объясняющих избыток излучения гамма-квантов от центра Галактики, авторы вынуждены были так или иначе вводить зависимость плотности космических лучей от расстояния до центра Галактики.

Следует, однако, отметить, что существующие данные по радиоизлучению ограничивают возможности произвольного задания этой зависимости. Как показано в [11], отношение потоков радиоизлучения в направлении на центр и антицентр равно 6,3. Анализируя эти данные, авторы [11] пришли к выводу, что средняя плотность электронов с энергией 1—5 *Bev* в направлении на центр Галактики не может более чем в 2 раза превышать среднюю плотность в направлении на антицентр.

Из всех теорий, вводящих зависимость плотности космических лучей от расстояния до центра, наиболее обоснованной, по нашему мнению, является теория Стеккера [8]. В ней автор исходит из двух предположений: 1) космические лучи образуются в сверхновых или их остатках; 2) среднее расстояние, на которое распространяются космические лучи за время

жизни, невелико и равно нескольким сотням парсек. Это дает право автору считать, что ход плотности космических лучей в Галактике соответствует ходу плотности числа сверхновых, приведенному в [12].

Первое предположение не встречает возражений. Что касается второго, то для объяснения пробега в несколько сот парсек за время жизни $\sim 10^7$ лет необходимо, чтобы выполнялось условие $\lambda < 0,1$ пс, где λ — диффузионный пробег. В [2] было показано, что, по-видимому, $\lambda > 1$ пс.

Вся существующая совокупность как радиоастрономических данных, так и других астрофизических данных говорит скорее в пользу $\lambda > 10$ пс. Если мы примем, что отношение ядерной и электронной компонент космического излучения не меняется с расстоянием от центра Галактики, то упомянутые выше данные о радиоизлучении приводят к результатам, которые трудно объяснить.

С одной стороны, из радиоастрономических данных $I_{\text{ц}}/I_{\text{ац}} \sim 6,3$ (здесь $I_{\text{ц}}$ и $I_{\text{ац}}$ соответственно потоки радиоизлучения из направления, близкого к центру и антицентру). С другой стороны, по данным [8] отношение числа ядер космических лучей на луче зрения в направлении на центр и антицентр также равно 6,4. Но поскольку $I \sim \bar{K}_e L \bar{H}^{1,85}$, где \bar{K}_e — средняя плотность электронов высокой энергии, а L — «длина» луча зрения, \bar{H} — средняя напряженность магнитного поля, то отсюда (вспомогая, что $I_{\text{ц}}/I_{\text{ац}} = 6,3$ и \bar{K}_e пропорционально K_p , K_p — средняя плотность протонов высокой энергии) получается, что \bar{H} в направлении на центр и антицентр одно и то же.

Несмотря на приближенный характер вычислений, такой вывод, по-видимому, не может быть принят, хотя в настоящее время и нельзя представить каких-либо данных об измерении напряженности магнитного поля в удаленных от нас рукавах Галактики. Известно, что в центральных частях галактик напряженность магнитного поля существенно выше. Как было нами показано в [13], в центральной части Галактики (с диаметром $D \approx 500$ пс) средняя напряженность магнитного поля $H \gtrsim 2 \cdot 10^{-5}$ гс. Согласно [14] в центральной области Галактики с $D \sim 300$ пс $H \sim 3 \cdot 10^{-5}$ гс.

Если в действительности среднее значение напряженности магнитного поля на луче зрения в направлении на центр выше, чем в направлении на антицентр, то отсюда следует, что отношение $(\bar{K}_e L)_{\text{ц}}/(\bar{K}_e L)_{\text{ац}}$ равно не 6,3, а меньше.

Принимая, что плотность электронов, а следовательно, и ядерной компоненты в среднем по большому объему (сравнимому с размерами Галактики) меняется пропорционально плотности энергии магнитного поля, получим $\bar{H}_{\text{ц}}^2/\bar{H}_{\text{ац}}^2 \approx 1,7$, где $\bar{H}_{\text{ц}}^2$ и $\bar{H}_{\text{ац}}^2$ — средние значения квадрата напряженности магнитного поля на луче зрения в направлении на центр и антицентр соответственно.

Таким образом, среднее значение плотности космических лучей в направлении на центр Галактики оказывается в 1,7 раза выше, чем в направлении на антицентр.

Напомним, что в [8] это отношение равнялось примерно 3,1. В результате если ранее расчетная кривая зависимости потока гамма-квантов от галактической долготы хорошо согласовывалась с наблюдениями, то теперь расчетное значение потока будет составлять $\sim 60\%$ от измеренной.

Мы полагаем, что $\sim 40\%$ наблюдаемого потока гамма-квантов связано с излучением точечных источников. Такое предположение уже высказывалось ранее [4, 15]. Наше предположение отличается тем, что мы считаем точечные источники не стабильными, а переменными.

Следует отметить, что предположение о переменности точечных источников гамма-квантов с энергией $\sim 10^8$ эв выдвигалось ранее [16, 17]. Но длительные наблюдения за характером изменения потоков гамма-квантов от точечных источников были проведены лишь с помощью наземных наблюдений детекторами черенковских вспышек широких атмосферных ливней с энергией 10^{11} — 10^{12} эв.

§ 2. Некоторые характеристики точечных источников гамма-квантов

В литературе еще в 1966 г. появились данные об обнаружении точечных источников гамма-квантов с энергией >100 Мэв [18]. Еще раньше появились работы о возможных источниках гамма-квантов с энергией $>10^{12}$ эв [19, 20]. В [24] были опубликованы данные об обнаружении двух источников с энергией >100 Мэв в южном полушарии. О существовании переменного гамма-излучения от галактики 3С 120 сообщалось в [16].

Однако измерения на OSO-3, SAS-2 и других спутниках не подтверждали существования точечных источников. Тем не менее в последующих измерениях [17, 22—24] вновь были получены данные о возможном существовании таких источников, хотя статистическая достоверность обнаружения гамма-квантов была невысока.

Сообщение об обнаружении потока гамма-квантов с энергией $E > > 10^{12}$ эв от Крабовидной туманности было опубликовано в 1968 г. [25]. В 1970 г. в Крымской астрофизической обсерватории был обнаружен поток гамма-квантов в направлении, соответствующем галактическим координатам $l^{\text{II}} = 74^\circ$, $b^{\text{II}} = 0^\circ$, откуда ранее был обнаружен поток квантов с $E \sim 100$ Мэв [18].

Переменный источник квантов с энергией $>10^{12}$ эв был обнаружен по данным трехлетних наблюдений в Крымской астрофизической обсерватории [26].

Однако наиболее достоверными источниками квантов с $E > 10^{11}$ эв — $> 10^{12}$ эв являются Крабовидная туманность и рентгеновский источник Суг Х-3.

Группой американских астрофизиков в результате многолетних измерений [27] было показано, что Крабовидная туманность является источником квантов с $E > 10^{11}$ эв, причем источник этот переменный. Поток гамма-квантов возрастает примерно через 60 дней после так называемых «глитчей», т. е. скачков периода обращения пульсара NP 0531. Оказалось также [28], что излучение квантов пульсирует с периодом NP 0531.

Аналогичный результат был получен для NP 0531 в области энергий 10^8 — 10^9 эв другой группой авторов [29].

В результате трехлетних наблюдений рентгеновского пульсара Суг Х-3, последовавших за сообщением о гигантской радиовспышке этого объекта, было показано, что излучение гамма-квантов состоит из двух компонент: спорадического и периодического [30]. При этом период излучения с точностью до шестого знака совпадает с периодом, определенным по более чем двухлетним измерениям рентгеновского излучения на спутнике «Uhuru» [31].

По данным наблюдений гамма-излучения с энергией $\sim 10^8$ эв от Суг Х-3 [32, 33] поток квантов коррелирует по времени с излучением в области энергий $>10^{12}$ эв.

Таким образом, длительные измерения с помощью наземной аппаратуры показали, что точечные источники гамма-квантов существуют, а их излучение переменное и имеет сложный характер.

Нам представляется, что противоречие между данными наблюдений на спутниках (OSO-3, SAS-2) [1, 10] и наблюдений на баллонах [17, 22, 23] в вопросе о существовании точечных источников (кроме NP 0531 и Vela X) объясняется их переменностью и тем, что эффективная площадь приборов, поднимаемых на баллонах, несколько больше, чем у тех, которые применяются на спутниках. В результате если во время полета на баллонах какой-либо из источников находится в активной стадии и испускает достаточно большой поток гамма-квантов, то вероятность регистрации его на приборе с большей эффективной площадью выше. Рассмотрим этот вопрос несколько более подробно.

Достоверность обнаружения источника зависит в основном от отношения числа квантов от источника $N_{\text{и}}$ к флуктуации числа квантов фона $N_{\text{ф}}$ в телесном угле Ω , соответствующем угловому разрешению прибора. $N_{\text{и}} = I_{\text{и}} S_{\text{эф}} \Delta t$, где $S_{\text{эф}}$ — эффективная площадь детектора, а Δt — эффективное время существования источника. $N_{\text{ф}} = I_{\text{ф}} S_{\text{эф}} t \Omega$, где t — время наблюдения. Поэтому

$$\frac{N_{\text{и}}}{\sqrt{N_{\text{ф}}}} = \frac{I_{\text{и}} \sqrt{S_{\text{эф}}}}{\sqrt{I_{\text{ф}} \Omega}} \frac{\Delta t}{\sqrt{t}}. \quad (1)$$

Из выражения (1), как и следовало ожидать, видно, что достоверность обнаружения возрастает с ростом $S_{\text{эф}}$ и с уменьшением Ω , т. е. $\theta = \sqrt{\Omega/\pi}$. Кроме того, достоверность обнаружения зависит от отношения $\Delta t/\sqrt{t}$. А это значит, что легче обнаружить источники, которые имеют длительность «активной» фазы, сравнимую со временем их наблюдения.

Таким образом, если вспомнить, что длительность «активной» фазы источников меньше суток, то становится понятным, почему на баллонах при прочих равных условиях их легче обнаружить.

Следует отметить, что информация о распределении моментов времени прихода квантов не может помочь обнаружению источников, если речь идет о потоках, близких к пороговым, так как из-за малости числа регистрируемых квантов и наличия фона (в том числе и диффузного фона Галактики) их распределение оказывается близким к случайному.

Нами уже ранее [34] отмечалось, что распределение потоков квантов по галактической долготе, полученное на SAS-2, несколько отличается от распределения, полученного на OSO-3. Это различие трудно объяснить статистическими флуктуациями, но оно становится понятным, если принять, что часть излучения квантов с $E > 100 \text{ Мэв}$ от центральной части Галактики связана с переменными точечными источниками.

§ 3. Оценка мощности точечных источников и их общего количества

В § 1 отмечалось, что если плотность космических лучей пропорциональна в среднем по большому объему плотности энергии магнитного поля, то оказывается, что примерно 60% измеренного потока квантов с $E > 100 \text{ Мэв}$ от области $330^\circ < l^{\text{II}} < 30^\circ$ является истинно диффузным, а 40% потока связано с точечными источниками.

Таким образом, диффузный фон Галактики в направлении на центр составляет $6 \cdot 10^{-5}$ квантов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1}$. Согласно [10] угловое разрешение для квантов с $E > 100 \text{ Мэв}$ равно 3° . Следовательно, полная угловая ширина источника равна $6^\circ = 0,1 \text{ рад}$. Для обнаружения точечного источника на диффузном фоне необходимо, чтобы поток от источника, по крайней мере, в 2,5 раза превышал флуктуации фона.

Общее число квантов фона, зарегистрированное на SAS-2 в интервале $0,1 \text{ рад}$ в направлении центра, равно $N = I S_{\text{эф}} t \Delta \varphi$, где $I = 6 \cdot 10^{-5}$ квантов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{рад}^{-1}$ — плотность потока квантов; $S_{\text{эф}}$ — эффективная площадь детектора, равная $\sim 40 \text{ см}^2$; t — время наблюдения в заданном направлении, равное одной неделе ($6 \cdot 10^5 \text{ сек}$); $\Delta \varphi = 0,1$ — угол в радианах. Итого, $N = 240$ квантов.

Таким образом, для обнаружения точечного источника с достоверностью, соответствующей 2,5, на этом фоне необходимо, чтобы он за время наблюдения $6 \cdot 10^5 \text{ сек}$ дал $2,5 \sqrt{240} \approx 40$ квантов, т. е. средняя плотность потока от этого источника должна быть $> 1,6 \cdot 10^{-6}$ квантов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Можем ли мы сказать что-либо о существовании источников, которые давали бы такие потоки, находясь в области центра, т. е. на расстоянии порядка 10 кпс ?

Плотность потока от Крабовидной туманности, если бы она находилась на расстоянии 10 *кпс*, согласно [35] равнялась бы $1,3 \cdot 10^{-7}$ *квантов*·*см*⁻²·*сек*⁻¹. В соответствии с [32] плотность потока от Суг X-3, который находится на расстоянии 10 *кпс*, равна в среднем $1 \cdot 10^{-5}$ *квантов*·*см*⁻²·*сек*⁻¹. Но такой большой поток этот источник, видимо, испускал лишь в 1972 г., после радиовсплеска 2 сентября.

Таким образом, на большом расстоянии можно обнаружить лишь очень мощные источники, да и то в период их повышенной активности. В действительности, однако, дело обстоит хуже в том смысле, что в направлении на центр Галактики в пределах углового разрешения должен быть не один источник, а несколько, что еще больше затрудняет их обнаружение.

Мы уже отмечали, что, по грубым оценкам, точечные источники, расположенные в области долгот $330^\circ < l^{\text{II}} < 40^\circ$, должны дать плотность потока $4 \cdot 10^{-5}$ *квантов*·*см*⁻²·*сек*⁻¹. Любопытно отметить, что к весьма близкому значению можно прийти, исходя непосредственно из данных SAS-2. Если для области долгот $55^\circ < l^{\text{II}} < 290^\circ$ подсчитать долю потока квантов, связанных с такими источниками, как NP 0531, Vela X и источник в рукаве Лебеда, то оказывается, что она составляет ориентировочно одну четверть всего потока, что еще раз подтверждает справедливость принятой нами гипотезы.

Итак, чтобы обеспечить плотность потока $4 \cdot 10^{-5}$ *квантов*·*см*⁻²·*сек*⁻¹, необходимо иметь четыре таких мощных источника, как Суг X-3, несколько сот таких, как Крабовидная туманность, или несколько тысяч таких, как Vela X. В действительности, конечно, существует распределение источников по мощности, и притом они «включаются» в различное время. При длительных измерениях с малой «светосилой», т. е. площадью детектора, и наложении одних источников на другие обнаружить их весьма трудно.

Характерно, что обнаруженные спутниками источники гамма-квантов находятся в спиральных рукавах, на которые мы смотрим практически вдоль, т. е. в соседних с ними областях межрукавного пространства нет близких объектов, кандидатов в источники гамма-лучей.

Следует отметить, что какой-либо из источников в направлении на центр Галактики было бы легко обнаружить, если бы он в это время находился в активной стадии, т. е. резко увеличил поток. Выше мы уже говорили, что и NP 0531, и Суг X-3 являются переменными. Как показано в [37], большая часть излучения от Vela X с $E > 100$ *Мэв* является пульсирующей.

Все сказанное объясняет тот факт, что при наблюдениях на баллонах [17, 22, 23] удастся обнаружить источники, однако результаты наблюдений почти не повторяются от полета к полету. Характерно, что Шейру с сотрудниками [38] удалось подтвердить существование некоторых из ранее обнаруженных источников. Причина, по нашему мнению, кроется в том, что в этой работе, благодаря применению фотоэмульсий, удалось улучшить угловое разрешение до $1,5^\circ$.

Выводы

Выдвинутое нами предположение о том, что некоторая часть ($\sim 40\%$) потока квантов с энергией > 100 *Мэв* связана с переменными точечными источниками, имеет ряд преимуществ и снимает ряд трудностей в объяснении характера зависимости потока квантов от галактической долготы. Эти преимущества следующие.

1. Снижение уровня диффузного фона от области центра Галактики до $6 \cdot 10^{-5}$ *квантов*·*см*⁻²·*сек*⁻¹·*рад*⁻¹ облегчает возможность объяснения такой величины потока за счет уменьшения зависимости плотности космических лучей от расстояния до центра Галактики по сравнению с тем, что дается в [8].

2. Уменьшается общее количество газа, необходимое для объяснения диффузного фона Галактики, так как допускается некоторое ($\sim 1,7$) увеличение плотности космических лучей по сравнению с плотностью у Земли. Такое увеличение не противоречит данным о распределении радиоизлучения по диску Галактики на 85 Мгц .

3. Объясняется тот факт, что по данным измерений на спутниках точечные источники не обнаруживаются, в то время как по измерениям на баллонах такие источники есть, хотя и с не очень большой достоверностью.

4. Объясняется тот факт, что в направлении на центр Галактики точечные источники по данным, полученным на спутниках, не обнаруживаются.

5. В области долгот $330^\circ < l_{II} < 40^\circ$ общее количество источников с мощностью, как у Крабовидной туманности, порядка нескольких сотен. Следует отметить, что полная мощность излучения квантов с $E > 10^8 \text{ эв}$ у Крабовидной туманности равна $\sim 2 \cdot 10^{35} \text{ эрг/сек}$, у Vela X $\sim 2 \cdot 10^{34}$, а у Cyg X-3 $\sim 2 \cdot 10^{37} \text{ эрг/сек}$.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному за ценные замечания.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. L. Kraushaar, G. W. Clark, G. P. Garmire, R. Borken, P. Higbie, V. Leong, T. Thorsos. *Astrophys. J.*, 1972, **177**, 341.
2. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. М., Изд-во АН СССР, 1963.
3. D. A. Kniffen, R. C. Hartman, D. J. Thompson, C. E. Fichtel. *Astrophys. J.*, 1973, **186**, L 105.
4. S. Hyakawa, Y. Tanaka. In «Non-solar X- and Gamma-Ray Astronomy» (IAU Sympos. N 37). L. Gratton (Ed.). Dordrecht, D. Reidel Publ. Co., 1970, p. 374.
5. H. Ögelman. *Nature*, 1969, **221**, 753.
6. J. L. Puget, F. W. Stecker. *Astrophys. J.*, 1974, **191**, 323.
7. F. W. Stecker, P. M. Solomon, N. Z. Scoville, C. E. Ryter. *Astrophys. J.*, 1975, **201**, 90.
8. F. W. Stecker. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, **35**, 188.
9. F. W. Stecker, J. L. Puget, A. W. Strong, J. H. Bredekamp. *Astrophys. J.*, 1974, **188**, L 59.
10. C. E. Fichtel, R. C. Hartman, D. A. Kniffen, D. J. Thompson, G. F. Bignami, H. Ögelman, M. E. Özel, T. Tümer. *Astrophys. J.*, 1975, **198**, 163.
11. R. R. Daniel, S. A. Stephens. *Space Sci. Rev.*, 1970, **10**, 599.
12. K. Kodaira. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1974, **26**, 255.
13. А. А. Степанян. *Астрон. ж.*, 1973, **50**, 1322.
14. V. L. Ginzburg, Ya. M. Khazan. *Astrophys. Lett.*, 1972, **12**, 155.
15. C. Dilworth, L. Marashi, G. C. Perola. *Astron. and Astrophys.*, 1974, **33**, 43.
16. С. А. Волобуев, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, Б. И. Лущков, Ю. В. Озеров. Письма в ЖЭТФ, 1971, **13**, 43.
17. G. M. Frye, P. A. Albats, A. D. Zych, J. A. Staib, V. D. Hopper, W. R. Rawlinson, J. A. Thomas. *Nature*, 1971, **233**, 466.
18. J. G. Duthie, R. Cobb, J. Stewart. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, **17**, 263.
19. C. D. Long, B. McBreen, N. A. Porter, T. C. Weekes. *Proc. 9th Internat. Conf. on Cosmic Rays*, London, v. 1, 1965, p. 318.
20. А. Е. Чудаков, В. Л. Дадыкин, В. И. Зацепин, П. М. Нестерова. *Труды ФИАН*, 1964, **26**, 118.
21. G. M. Frye, J. M. Staib, A. D. Zych, V. D. Hopper, W. R. Rawlinson, J. A. Thomas. *Nature*, 1969, **223**, 1320.
22. R. Browning, D. Ramsden, P. J. Wright. *Nature*, 1972, **238**, 138.
23. G. H. Dalbacka, P. S. Freier, C. J. Waddington. *Astrophys. J.*, 1973, **180**, 371.
24. M. Niel, G. Vedrenne, A. Claverie, R. Bouique. *Astron. and Astrophys.*, 1972, **20**, 11.
25. D. J. Fegan, B. McBreen, E. P. O'Mongain, N. A. Porter, P. J. Slevin. *Nature*, 1968, **220**, 565.
26. В. И. Фомин, Б. М. Владимировский, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1975, **53**, 59.
27. H. F. Helmken, G. G. Fazio, E. O'Mongain, T. C. Weekes. *Astrophys. J.*, 1973, **184**, 245.
28. J. E. Grindlay, H. F. Helmken, T. C. Weekes. *Astrophys. J.*, 1976, **209**, 592.
29. B. McBreen, S. E. Ball, M. Campbell, K. Greisen, D. Koch. *Astrophys. J.*, 1973, **184**, 571.

30. *B. M. Vladimirovsky, Yu. I. Neshpor, A. A. Stepanian, V. P. Fomin.* Proc. 14th Internat. Conf. on Cosmic Rays, Munich, v. 1, 1975, p. 118.
31. *R. W. Leach, S. S. Murray, E. J. Schreier, H. D. Tananbaum, M. P. Ulmer.* Astrophys. J., 1975, 199, 184.
32. *А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. В. Курочкин, Б. И. Лучков, Ю. Т. Юркин.* Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, 217.
33. *Б. М. Владимирский, А. М. Гальпер, В. Г. Кириллов-Угрюмов, А. В. Курочкин, Б. И. Лучков, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян, В. П. Фомин, Ю. Т. Юркин.* Письма в Астрон. ж., 1975, 1, 25.
34. *А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, В. П. Фомин.* Изв. АН СССР, серия физ., 1975, 39, 417.
35. *D. A. Kniffen, R. C. Hartman, D. J. Thompson, G. F. Bignami, C. E. Fichtel, T. Tümer, H. Ögelman.* Nature, 1973, 251, 397.
36. *D. J. Thompson, G. F. Bignami, C. E. Fichtel, D. A. Kniffen.* Astrophys. J. Lett., 1974, 190, L 51.
37. *D. J. Thompson, C. E. Fichtel, D. A. Kniffen, H. B. Ögelman.* Astrophys. J., 1975, 200, L 79.
38. *G. H. Share, R. L. Kinzer, N. Seeman.* Astrophys. J., 1974, 187, 45.

ФОТОСФЕРНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА
В ОДИНОЧНОМ ПЯТНЕ

С. И. Гонасюк

Предложен метод определения всех составляющих вектора скорости в цилиндрической системе координат по наблюдению поля лучевых скоростей. Этот метод был применен для изучения движений газа в одиночном пятне, проходившем через центральный меридиан 12.VII 1962 г. ($\varphi = 10^\circ N$). Данные наблюдений лучевых скоростей были получены с 9 по 17.VII по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I с помощью магнитографа Крымской астрофизической обсерватории.

На основании предложенного метода определены радиальная, азимутальная и вертикальная составляющие скорости и их изменения с радиусом пятна.

Когда пятно находилось у центра солнечного диска, радиальная составляющая, направленная по радиусу пятна от его центра, имела наибольшее значение около $5,5 \text{ км/сек}$ у внутренней границы полутени. С приближением пятна к краю солнечного диска величина радиальной скорости уменьшалась, а положение ее максимума смещалось к внешней границе полутени. На расстоянии 63° от центрального меридиана радиальная составляющая была всего лишь 1 км/сек , и максимум ее находился у внешней границы полутени. На границе полутень — фотосфера радиальная составляющая была отлична от нуля.

Величина скорости вращения газа в пятне почти не менялась с перемещением пятна по диску Солнца. Средняя из максимальных величина скорости вращения газа по часовой стрелке составляла $\sim 1 \text{ км/сек}$ и в основном приходилась на границу тень — полутень. За пределами полутени, в фотосфере, азимутальная составляющая скорости отсутствовала. Наибольшие значения азимутальной и радиальной составляющих скорости были одинаковыми 16 и 17.VII, когда пятно имело долготу $\sim 48-63^\circ$.

Вертикальная составляющая скорости была направлена в глубь Солнца. Она четко выявлялась на угловом расстоянии пятна, не превышавшем $\pm 20^\circ$. Наибольшая скорость опускания газа приходилась на центр ядра и имела $\sim 0,6 \text{ км/сек}$. Вертикальная составляющая практически исчезла на границе полутень — фотосфера.

PHOTOSPHERIC GAS MOTIONS IN A SINGLE SUNSPOT, by S. I. Gopasyuk. — A method for determination of all components of the velocity vector in a cylindrical coordinate system from the observations of line-of-sight velocities is suggested. Following this method gas motions in a single sunspot crossing the central meridian 12.VII 1962 ($\varphi = 10^\circ N$) were studied. Observational data were obtained in the interval 9—17.VII with the magnetograph of the Crimean Astrophysical Observatory in the line Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$.

On the basis of the suggested method radial, azimuthal and vertical components of velocity and their changes with the radius of the spot were determined.

When the spot was near the centre of the Sun's disk, the radial component showing a diverging outflow of gas from the centre of the spot had a maximal value of about $5,5 \text{ km/sec}$ at the inner border of the penumbra. With the spot approaching the limb, the value of radial velocity decreased, and the position of its maximum shifted towards the outer border of the penumbra. At the distance of 63° from the central meridian the radial component was only 1 km/sec , and its maximum was found at the outer border of the penumbra. At the penumbra — photosphere boundary the radial components was different from zero.

The speed of rotation of the gas in the spot was almost constant while the spot crossed the Sun's disk. The mean maximal velocity of clockwise rotation was ~ 1 km/sec, located mainly at the umbra — penumbra boundary. Outside the penumbra, in the photosphere, no azimuthal component of velocity was found. The maximal azimuthal and radial components were the same on 16 and 17.VII, the longitude L of the spot from the central meridian being $48-63^\circ$.

The vertical component of velocity had the direction inwards the Sun. It was clearly observed only within $\pm 20^\circ$ from the central meridian. The greatest velocity of downward streaming was found in the middle of the umbra and had a value of ~ 0.6 km/sec. At the penumbra — photosphere boundary the vertical component practically vanished.

Движения газа в полутени пятен были открыты в 1909 г. Эвершедом [1]. В последующем они изучались многими исследователями, подробный обзор результатов этих исследований приведен в [2]. Согласно [2] движения на уровне фотосферы указывают на растекание газа от центра пятна параллельно поверхности Солнца (радиальная составляющая). Для больших пятен максимальная величина радиальной скорости ~ 2 км/сек. Она убывает с высотой и практически исчезает на уровне образования линий с интенсивностью Роуанда 15—20. По данным разных авторов максимум радиальной скорости находится в различных местах пятна: например, по [3] максимум скорости приходится на границу тень — полутень, по [4—6] — внутри полутени, а по [7] — у самой границы полутень — фотосфера.

Уже в первых исследованиях по движению в пятнах [8] имелись указания на наличие в них вертикальных движений газа, направленных вниз. По данным наблюдений [4, 6, 9] величина скорости вертикальных движений составляет $0,3$ км/сек и согласно [10] может достигать 1 км/сек.

До конца не ясен вопрос о наличии тангенциальной (азимутальной) составляющей скорости в пятне и ее величине. Подавляющее большинство исследователей пришли к заключению, что если тангенциальная составляющая скорости и присутствует в пятне, то она не превышает величины ошибок измерений [2]. В то же время Абетти [3] нашел, что тангенциальная составляющая скорости очень нерегулярна, но практически всегда присутствует. Средняя величина ее, по измерениям Абетти [3], — около 1 км/сек. В [11, 12] указывалось, что средняя по пятну тангенциальная составляющая скорости $0,3$ км/сек.

Основная информация о составляющих вектора поля скоростей, особенно радиальной и вертикальной, была получена путем сравнения данных наблюдений лучевых скоростей в пятне по обе стороны от центрального меридиана. Кинман [4, 13] первым сделал попытку получить сведения о векторе поля скоростей в пятне на основании однократного наблюдения поля лучевой составляющей. С учетом результатов [14] он получил выражение для лучевой составляющей скорости через составляющие вектора в цилиндрических координатах. Предполагалось, что ось цилиндра совпадает с нормалью к поверхности Солнца. Беря из наблюдений значения лучевой составляющей, он решал получившуюся систему уравнений методом наименьших квадратов в комбинации с методом последовательных приближений. Этот метод, как видно из [4, 13], имеет очень малую точность.

Ниже мы предлагаем метод определения составляющих вектора поля скоростей на основании наблюдений лучевой составляющей и применяем его для изучения поля скоростей в одиночном пятне.

1. Метод определения составляющих вектора поля скоростей

В [15] было найдено, что магнитная ось пятна не совпадает с нормалью к поверхности Солнца и наклонена к востоку. Более того, как следует из [10], нормаль к плоскости движений Эвершеда и магнитная ось пятна

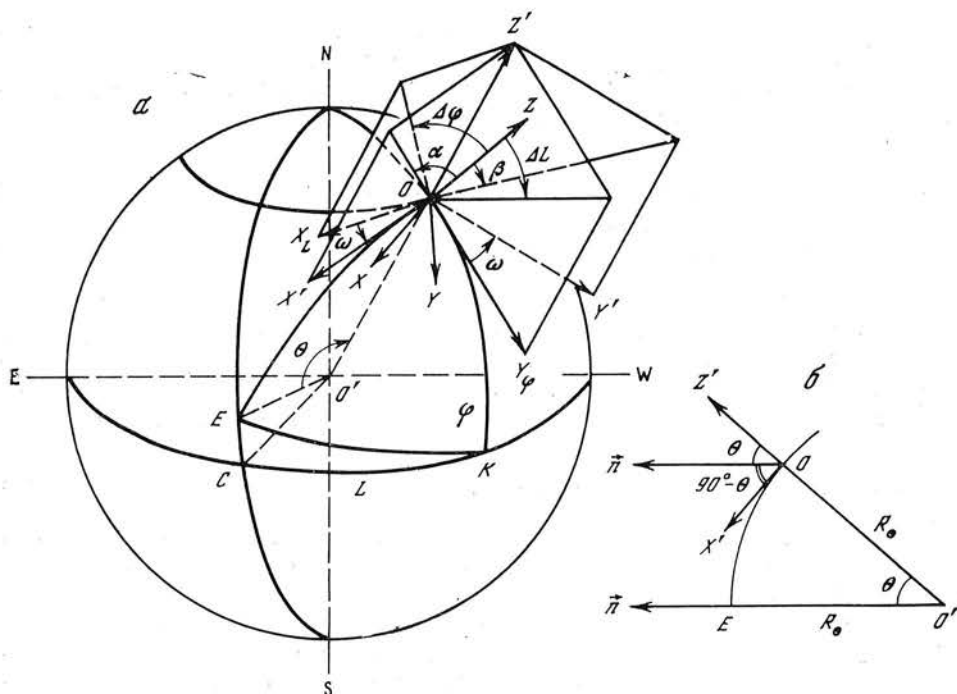


Рис. 1. Используемые системы координат

a — на сфере; *б* — в плоскости, проходящей через центр Солнца O' , точку наблюдений O и наблюдателя $I(\vec{n})$. Положительное направление осей показано стрелками

совпадают и обе они наклонены к востоку примерно на $7-8^\circ$. Поэтому в отличие от [4] мы учитываем здесь возможное отклонение нормали к плоскости движений Эвершеда от нормали к поверхности Солнца. Для этого возьмем на поверхности Солнца две системы декартовых координат XYZ и $X'Y'Z'$ (рис. 1, *a*). Система координат $X'Y'Z'$ ориентирована так, что ось OZ' совпадает с нормалью к поверхности Солнца. Ось OX' лежит в плоскости, проходящей через центр Солнца, место наблюдений и наблюдателя. В проекции на картинную плоскость она совпадает с линией, соединяющей центр солнечного диска и точку наблюдений.

Система координат XYZ связана с движениями так, что OZ направлена вдоль нормали к плоскости, в которой происходят движения Эвершеда. Без нарушения общности рассуждений, как будет ясно из дальнейшего, ось OX можно расположить в той же плоскости, в которой лежит ось OX' .

Поворот системы координат XYZ относительно $X'Y'Z'$ определим углами α и β . Угол α образован осью OZ и ее проекцией на плоскость $X'Z'$, а угол β — осью OZ и проекцией ее на плоскость $Y'Z'$ (см. рис. 1, *a*).

Теперь пусть вектор скорости в системе координат XYZ имеет составляющие соответственно V_x, V_y, V_z . Используя правила преобразования составляющих векторов при переходе от одной системы координат (XYZ) к другой ($X'Y'Z'$) и затем проектируя результирующий вектор на луч зрения (рис. 1, *б*), мы получаем выражение для лучевой составляющей скорости в виде

$$V_{\parallel} = V_x \sin(\theta - \beta) - V_y \sin \alpha \cos(\theta - \beta) + V_z \cos \alpha \cos(\theta - \beta), \quad (1)$$

где θ — угол между радиус-векторами, выходящими из центра Солнца в направлении на Землю и точку наблюдений (см. рис. 1).

Вследствие вращения Солнца для одной и той же детали на его поверхности углы α и β меняются. Их можно связать с углами $\Delta\varphi$ и ΔL (см. рис.

1, а), величина которых не зависит от вращения Солнца. Для этого возьмем систему координат $X_L Y_\varphi Z'$, ось $X_L O$ которой в точке O касательна к параллели и направлена против вращения Солнца. Ось $Y_\varphi O$ лежит в меридиональной плоскости (см. рис. 1, а).

Тогда

$$\sin \alpha = \sin \Delta\varphi \cos \omega - \cos \Delta\varphi \sin \Delta L \sin \omega, \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \Delta\varphi \frac{\sin \omega}{\cos \Delta L} + \operatorname{tg} \Delta L \cos \omega. \quad (3)$$

Здесь $\Delta\varphi$ — угол наклона оси OZ к плоскости $X_L Z'$, ΔL — угол наклона оси OZ к плоскости меридиана (плоскость $Y_\varphi Z'$), ω — угол между осью OX' и осью OX_L , касательной к параллели, отсчет его ведется в направлении против часовой стрелки.

Из двух сферических треугольников: прямоугольного CEK и косоугольного EOK получаем выражение

$$\cos L \cos B_0 = \cos \theta \cos \varphi + \sin \theta \sin \varphi \cos D, \quad (4)$$

из которого определяем угол $\angle D = \angle EOK$. В выражении (4) L — долгота, φ — широта данной точки на поверхности Солнца, B_0 — широта центра солнечного диска. Угол $\omega = 90^\circ - D$.

В первом приближении можно принять, что движения в пятнах (особенно одиночных) обладают осевой симметрией. Переходя к цилиндрической системе координат с осью цилиндра, совпадающей с осью OZ , перепишем выражение (4) в составляющих вдоль радиуса цилиндра (V_r), азимутальной (V_Φ) и вдоль оси цилиндра (V_z):

$$V_{\parallel} = V_r [\cos \Phi \sin \gamma - \sin \Phi \sin \alpha \cos \gamma] - V_\Phi [\sin \Phi \sin \gamma + \cos \Phi \sin \alpha \cos \gamma] + V_z \cos \alpha \cos \gamma. \quad (5)$$

Здесь $\gamma = \theta - \beta$.

Угол Φ (на рис. 1 не показан) отсчитывается от оси OX против часовой стрелки. Ось OX в картинной плоскости совпадает с линией, соединяющей центр солнечного диска и точку наблюдений, в данном случае центр симметрии движений Эвершеда. Движения газа в пятне занимают по размеру несколько гелиографических градусов на поверхности Солнца, поэтому изменением угла θ мы пренебрегаем.

Угол Φ меняется от 0 до 2π . В выражении (5) мы в дальнейшем принимаем, что Φ изменяется от 0 до $\pi/2$, но при этом учитываем знаки перед $\cos \Phi$ и $\sin \Phi$ в соответствующих квадрантах. Теперь если мы возьмем пару точек (одну в первом и вторую в третьем квадранте), расположенных симметрично относительно начала координат, т. е. при одинаковых значениях r и Φ , и сложим выражения вида (5), которые получаются для соответствующих квадрантов, то в правой части останется только член с V_z -составляющей, а именно

$$(V_I + V_{III})_{\parallel} = 2V_z \cos \alpha \cos \gamma. \quad (6)$$

Аналогичное выражение для V_z мы получим при рассмотрении соответствующей пары точек второго и четвертого квадрантов. Если мы возьмем пары точек при одном и том же значении r , то выражения вида (6) можно суммировать. Окончательное выражение для среднего V_z , найденного по всему массиву при фиксированном r , принимает вид

$$\bar{V}_z(r) = \frac{\sum_1^n [(V_I + V_{III})_{\parallel} + (V_{II} + V_{IV})_{\parallel}] h_i}{4n \cos \alpha \cos \gamma}, \quad (7)$$

n — число пар точек в каждой паре квадрантов; предполагается, что число их одинаково в обеих парах квадрантов.

Подобные рассуждения позволяют определить V_r и V_Φ через составляющую лучевых скоростей, но для этого необходимо брать пару точек в первом — третьем квадрантах на взаимно ортогональном диаметре по отношению к паре точек во втором — четвертом квадрантах. При фиксированном r выражения для средних по всему массиву $\bar{V}_r(r)$ и $\bar{V}_\Phi(r)$ имеют вид

$$\bar{V}_r(r) = \frac{\sum_1^n [A_i \operatorname{tg} \gamma + B_i \sin \alpha]}{2n \cos \gamma [\operatorname{tg}^2 \gamma + \sin^2 \alpha]} ; \quad (8)$$

$$\bar{V}_\Phi(r) = \frac{\sum_1^n [B_i \operatorname{tg} \gamma - A_i \sin \alpha]}{2n \cos \gamma [\operatorname{tg}^2 \gamma + \sin^2 \alpha]} , \quad (9)$$

где

$$A_i = [(V_I - V_{III})_{\parallel} \cos \Phi + (V_{IV} - V_{II})_{\parallel} \sin \Phi]_i ; \quad (10)$$

$$B_i = [(V_{IV} - V_{II})_{\parallel} \cos \Phi - (V_I - V_{III})_{\parallel} \sin \Phi]_i . \quad (11)$$

В выражениях для A_i и B_i разности лучевых скоростей в первом — третьем и втором — четвертом квадрантах берутся при одних и тех же значениях Φ . При отсутствии наклона оси цилиндра, т. е. при $\alpha = \beta = 0$, выражение (10) определяет V_r -составляющую, а (11) — V_Φ -составляющую вектора скорости. Из выражений (8) и (9) мы видим, что в общем случае обе составляющие (и V_r , и V_Φ) определяются через комбинацию A_i и B_i . Поэтому если не учитывать наклон оси цилиндра к нормали к поверхности Солнца, то найденные по лучевой скорости значения V_r и V_Φ могут быть в значительной степени ложными. Особенно это относится к азимутальной составляющей V_Φ , ибо величины A_i значительно больше B_i . Вследствие этого даже при небольших углах наклона ($\alpha \neq 0$) $A_i \sin \alpha$ может превышать величину $B_i \operatorname{tg} \gamma$. Более того, при неучете наклона оси цилиндра член $A_i \sin \alpha$ будет давать азимутальную составляющую даже в том случае, когда она вообще отсутствует.

2. Материал наблюдений

Мы изучаем поле фотосферных скоростей одиночного пятна, прошедшего через центральный меридиан 12.VII 1962 г. Гелиографическая широта его 10°N . Наблюдения лучевых скоростей были проведены с помощью магнитографа [16] башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Измерения лучевых скоростей проводились с 9 по 17.VII 1962 г. одновременно с измерениями продольной составляющей магнитного поля по крыльям линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и яркости — в непрерывном спектре. По условиям погоды 15.VII наблюдений не было, 11.VII проведено две серии записей, а в остальные дни — по одной.

С 9 по 14.VII пятно имело правильную форму. Начиная с 14.VII появились признаки деления ядра, 17.VII оно уже состояло из нескольких ядер, но общая полутьна сохранилась.

Магнитные поля и электрические токи этого пятна изучались ранее [17].

Сканирование изображения Солнца велось в направлении суточной параллели со скоростью $2''$ в секунду. Расстояние между центрами разрезов составляло $7''$. Ширина и высота щели спектрографа были выбраны соответственно $0,3$ и $0,5 \text{ мм}$ при диаметре изображения Солнца 20 см . Щели фотометра выделяли спектральный участок в крыле линий шириной $0,055 \text{ \AA}$, внутренняя щель фотометра находилась на $0,035 \text{ \AA}$ от центра линии. Данные о записях лучевых скоростей и о положении пятна на Солнце во время наблюдений приведены в таблице, в которой указаны дата, время наблюдений (UT), долгота L центра пятна для среднего момента наблюдений и соответствующие им значения $\cos \theta$.

Дата, 1962 г.	UT	L	cos θ	Дата, 1962 г.	UT	L	cos θ
9.VII	8.30—8.50	-44°,3	0,710	13.VII	6.00—6.35	+8°,0	0,986
10.VII	12.00—12.35	-29,5	0,871	14.VII	4.30—5.00	+20,2	0,935
11.VII	4.40—5.10	-18,8	0,942	16.VII	6.20—6.50	+47,5	0,678
11.VII	6.05—6.20	-18,0	0,944	17.VII	6.25—6.45	+62,7	0,465
12.VII	6.00—6.20	-4,0	0,993				

Калибровка лучевых скоростей выполнена по записям сигнала на восточном и западном краях солнечного диска. Нулевая линия локальных лучевых скоростей проведена по методу, предложенному в [18]. Этот метод обеспечивает точность проведения нулевой линии не ниже чем ± 80 м/сек. Шумы лучевых скоростей, обусловленные в основном движениями воздуха в спектрографе, в дни наблюдений составляли ± 40 м/сек.

Соответствие между скоростями, измеренными в пятне с помощью магнитографа по магнитной ($\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$) и немагнитной ($\lambda 5123,7 \text{ \AA Fe I}$) линиям, описано в [18]. Там было показано, что распределения вдоль пятна лучевых скоростей, наблюдаемых по обеим линиям, подобны, если щели фотометра расположены на таком же или меньшем, чем здесь, расстоянии от центра линии.

3. Результаты

По данным наблюдений были построены карты поля лучевых скоростей в системе координат, ось абсцисс которой параллельна линии, соединяющей центр пятна с центром солнечного диска. Размеры карт в направлении оси абсцисс исправлены за эффект проекции. Примеры карт показаны на рис. 2. Штриховой линией проведена нулевая линия лучевых скоростей, сплошными — значения скоростей через 5, 10, 15 делений и т. д. Области с движениями газа к наблюдателю заштрихованы. Крестиком отмечено положение центра пятна. Из рис. 2 мы видим, что когда пятно было довольно далеко от центра солнечного диска (9 и 16.VII), области с движениями газа от наблюдателя и к наблюдателю примерно одинаковы. Максимальные величины лучевых скоростей в них отличались незначительно, и нулевая линия скоростей проходила через центр пятна. В дни наблюдений пятна у самого центра солнечного диска (12.VII $\cos \theta = 0,993$ и 13.VII $\cos \theta = 0,986$) тоже отчетливо видны характерные для пятна движения типа Эвершеда. Однако здесь области, занятые движениями газа от наблюдателя, по размеру существенно больше областей с движениями газа в противоположном направлении. Центр пятна приходился на область с опусканием газа. Максимальные скорости с движением газа от наблюдателя были больше, чем к наблюдателю.

На рис. 3 показано изменение абсолютных величин максимальной лучевой скорости к наблюдателю и от наблюдателя в зависимости от положения пятна на Солнце. Здесь обращает на себя внимание то, что лучевые скорости имели наименьшее значение, когда пятно пересекало центральный меридиан. По мере удаления пятна от центра солнечного диска лучевые скорости возрастали до максимальной величины, а затем начали уменьшаться. Наибольшая величина лучевой скорости в пятне наблюдалась на долготе $30-40^\circ$. В западном полушарии скорости имели несколько большее значение, чем в восточном. Несмотря на это, их распределение с долготой было близко к симметричному относительно центрального меридиана.

На каждой карте устанавливается центр симметрии поля лучевых скоростей. Оказалось, что во всех случаях он с точностью до $2''$ совпадал с центром пятна. Из центра симметрии лучевых скоростей на карты нано-

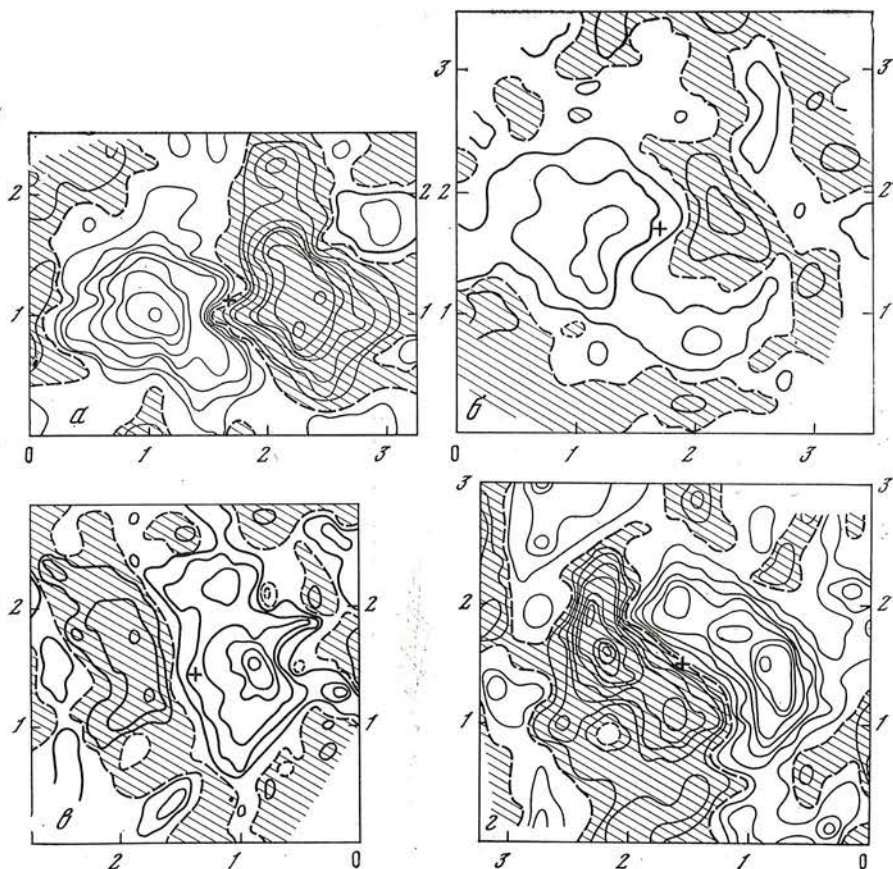


Рис. 2. Карты фотосферного поля скоростей в одиночном пятне. Значения абсцисс увеличиваются в направлении к центру солнечного диска

a — 9.VII 1962 г., 8.30—8.50 UT; *b* — 12.VII, 6.00—6.20; *e* — 13.VII, 6.00—6.35; *z* — 16.VII, 6.20—6.50

сились концентрические окружности с радиусами 5, 10, 15, 20 мм и т. д. (20 мм карты соответствуют 11 000 км на Солнце). Через этот центр симметрии проводились также радиус-векторы через 10° . За нулевой принимался радиус-вектор, направленный на центр солнечного диска. Угол Φ отсчитывался от него в направлении против часовой стрелки.

Значения лучевых скоростей брались в точках пересечения радиус-вектора с окружностями. Эти значения лучевой составляющей использовались для определения составляющих V_r , V_Φ и V_z вектора поля скоростей по методу, предложенному в п. 1. Составляющая V_z вычислялась по выражению (7) вручную. Для нее среднеквадратичные ошибки не определялись. Составляющие V_r и V_Φ были рассчитаны на ЭВМ ЕС 1020 на основании выражений (8) и (9). Так как в соотношениях (8) и (9) два неизвестных параметра, α и β ($\gamma = \theta - \beta$), то вычисления проводились при различных их значениях. Интервал изменений α и β составлял $\pm 20^\circ$, а шаг 1° . Для каждого значения α и β на печать выводились средние величины $\bar{V}_r(r)$ и $\bar{V}_\Phi(r)$ и их среднеквадратичные отклонения. На печать также выводились для каждого значения углов α и β среднеквадратичные отклонения по всему массиву, т. е. по всей карте. По среднеквадратичным отклонениям по всему массиву была сделана попытка найти те значения α и β , при которых ошибка наименьшая. Такой подход можно рассматривать как некоторый аналог решения системы уравнений методом наименьших квадратов. Вычисления показали, что для одних массивов минимум в среднеквадратичных отклонениях был при значениях обоих углов, для

других — только при значении одного угла, а для третьих он вообще отсутствовал.

Из большого семейства кривых для $\bar{V}_r(r)$, $\bar{V}_\Phi(r)$ и $\bar{V}_z(r)$ мы выбрали те, для которых значения углов α и β при постоянном наклоне оси цилиндра к нормали к поверхности Солнца ($\Delta L = \text{const}$ и $\Delta\phi = \text{const}$) по всем картам обеспечивали, во-первых, минимум среднеквадратичного отклонения по всему массиву; во-вторых, наименьшее значение лучевых скоростей на центральном меридиане и их симметричное распределение относительно центрального меридиана. Оказалось, что для данного пятна α и β при таком приближении примерно равны нулю, т. е. нормаль к плоскости движений Эвершеда в среднем совпадала с нормалью к поверхности Солнца. Результаты вычислений $\bar{V}_r(r)$, $\bar{V}_\Phi(r)$ и $\bar{V}_z(r)$ при $\alpha = 0$ и $\beta = 0$ показаны на рис. 4. Из рис. 4 мы видим, что радиальная составляющая,

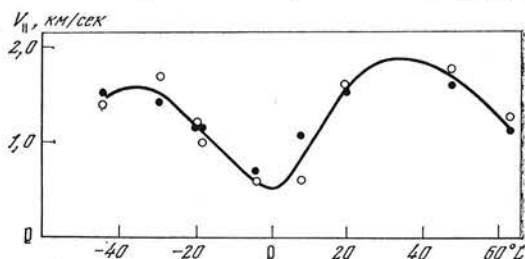


Рис. 3. Изменение абсолютной величины максимальной значений лучевой скорости в пятне в зависимости от его гелиографической долготы (L)

Светлыми кружками обозначены движения к наблюдателю, темными кружками — от наблюдателя. Средний ход показан сплошной линией

указывающая на растекание газа от центра пятна, сначала быстро нарастала до максимального значения, а затем спадала, но по сравнению с нарастанием в большинстве случаев медленнее. Радиальное растекание газа от пятна наблюдалось на значительных расстояниях от границы полутень — фотосфера. На самой границе полутень — фотосфера радиальная составляющая довольно велика, и ее значение увеличивалось с ростом максимальной величины скорости $V_{r \text{ max}}$. Когда пятно находилось у центра солнечного диска, максимальное значение радиальной скорости было наибольшим и составляло примерно $5,5 \text{ км/сек}$. С переходом к краю солнечного диска максимальная величина $\bar{V}_r(r)$ систематически уменьшалась и на расстоянии 63° от центрального меридиана составляла всего лишь 1 км/сек .

Наряду с этим положение максимума радиальной скорости смещалось относительно центра пятна. Так, у центрального меридиана максимум радиальной скорости находился в полутени — у самой ее внутренней границы. По мере удаления пятна к краю солнечного диска положение максимума $\bar{V}_r(r)$ смещалось в сторону внешней границы полутени. 17.VII, когда гелиодолгота пятна была 63° W , $\bar{V}_r(r)$ имела максимум у самой внешней границы полутени.

Азимутальная составляющая, указывающая на вращение газа в пятне (отрицательные значения — по часовой стрелке), не сильно менялась с перемещением пятна по солнечному диску. Различия в распределении вдоль радиуса пятна азимутальной составляющей, наблюдавшиеся 13, 14, 16 и 17.VII, по сравнению с предыдущими днями (для восточного полушария), вероятно, связаны с процессами, приводившими к дроблению ядра. Не исключено также, что эти различия могли быть обусловлены изменением наклона оси пятна, найденного по изменениям магнитных полей [17]. В целом же изменения азимутальной составляющей с расстоянием от центра пятна, как видно на рис. 4, до некоторой степени сходны между собой. Средняя из максимальных величина вращения газа по часовой стрелке составляла около 1 км/сек и в большинстве случаев приходилась на границу тень — полутень. За пределами внешней границы полутени, т. е. в фотосфере, азимутальная составляющая скорости практически отсутствовала (за исключением 12.VII, когда изменение $\bar{V}_\Phi(r)$ с расстоянием от центра пятна существенно отличалось от остальных).

Составляющая скорости газа $\bar{V}_z(r)$, направленная по нормали в глубь Солнца, четко выявлялась, когда пятно находилось на угловом расстоянии, не превышавшем $\pm 20^\circ$. Наибольшая скорость опускания газа приходилась на центр ядра и составляла примерно $0,6 \text{ км/сек}$. С удалением от центра пятна величина ее более или менее плавно уменьшалась и практически исчезала на границе полутень — фотосфера. На угловых расстояниях пятна, превышавших $\pm 20^\circ$, вертикальная составляющая уже не наблюдалась.

Сравнивая радиальные ($\bar{V}_r(r)$) с азимутальными ($\bar{V}_\phi(r)$) составляющими, можно видеть, что между ними нет простой связи. Максимальные значения $\bar{V}_r(r)$ и $\bar{V}_\phi(r)$, как правило, находились в разных местах пятна. Большим и малым значениями радиальных скоростей соответствовали примерно одинаковые величины азимутальной составляющей. Особыми являются случаи 16 и 17.VII, когда максимальные значения азимутальной и радиальной составляющих были примерно одинаковыми. Последнее обстоятельство указывает на сильную завихренность движений газа в пятне.

Изменение максимальных величин радиальной $\bar{V}_r(r)$, азимутальной $\bar{V}_\phi(r)$ и вертикальной (в центре пятна) $\bar{V}_z(r)$ составляющих вектора скорости в пятне в зависимости от $\cos \theta$ показано на рис. 5. Из рис. 5 мы видим, что по мере приближения пятна к центру солнечного диска радиальная составляющая увеличивается от 1 км/сек при $\cos \theta = 0,465$ до $5,5 \text{ км/сек}$ ($\cos \theta = 0,993$). Азимутальная составляющая если и растет с увеличением $\cos \theta$, т. е. к центру солнечного диска, то незначительно. Вертикальная составляющая, направленная вниз, отлична от нуля только вблизи центра солнечного диска.

На рис. 6 приведено изменение расстояния от центра пятна до положения максимума радиальной скорости от $\cos \theta$. У самого центра солнечного диска это расстояние составляло $\sim 10\,000 \text{ км}$ и увеличивалось линейно с уменьшением $\cos \theta$, т. е. с приближением пятна к лимбу и при $\cos \theta = 0,465$ составляло $15\,000 \text{ км}$.

В центре солнечного диска мы просматриваем более глубокие слои, чем вблизи его края. Поэтому наблюдаемые изменения скоростей в пятне, связанные с его перемещением по солнечному диску, в значительной степени могут быть обусловлены эффектом высоты. В настоящее время уже имеются данные, например в [19], по изменению физических условий с глубиной в ядре пятна, но такие данные полностью отсутствуют для полутени. Поэтому хотя бы для грубой оценки изменения оптических высот в полутени при перемещении пятна от центра к лимбу солнечного диска мы воспользовались моделью однородной атмосферы. В этом приближении изменение эффективной оптической толщи слоя $\Delta\tau$, соответствующее разности средних высот образования контура линии ($\Delta\lambda = 0,055 \text{ \AA}$) в центре солнечного диска и на угловом расстоянии θ , можно представить как $\Delta\tau = \tau_0(1 - \cos \theta)$, где τ_0 — эффективная оптическая толщина слоя, в котором образуется данный участок спектральной линии.

Сплошной линией на рис. 6 нанесено изменение $\Delta\tau/\tau_0 = 1 - \cos \theta$. Отсюда мы видим, что при перемещении пятна от центра к краю солнечного диска смещение максимума радиальной скорости к внешней границе полутени происходит в соответствии с изменением $\Delta\tau$ (из-за различия высот) для однородной атмосферы.

Изменение величины максимального значения радиальной скорости с удалением пятна от центра к краю солнечного диска удовлетворительно описывается соотношением $V_r = V_0(1 - 0,8 \sin \theta)$ [20]. Однако нам представляется, что физически более ясным будет, если выразить изменение максимальных значений \bar{V}_r через $\Delta\tau/\tau_0$. Сплошной линией на рис. 5 показана зависимость

$$\bar{V}_r \text{ max} = V_0 e^{-3 \frac{\Delta\tau}{\tau_0}} \quad \text{с } V_0 = 5,25 \text{ км/сек,}$$

9. VII

10. VII

11. VII

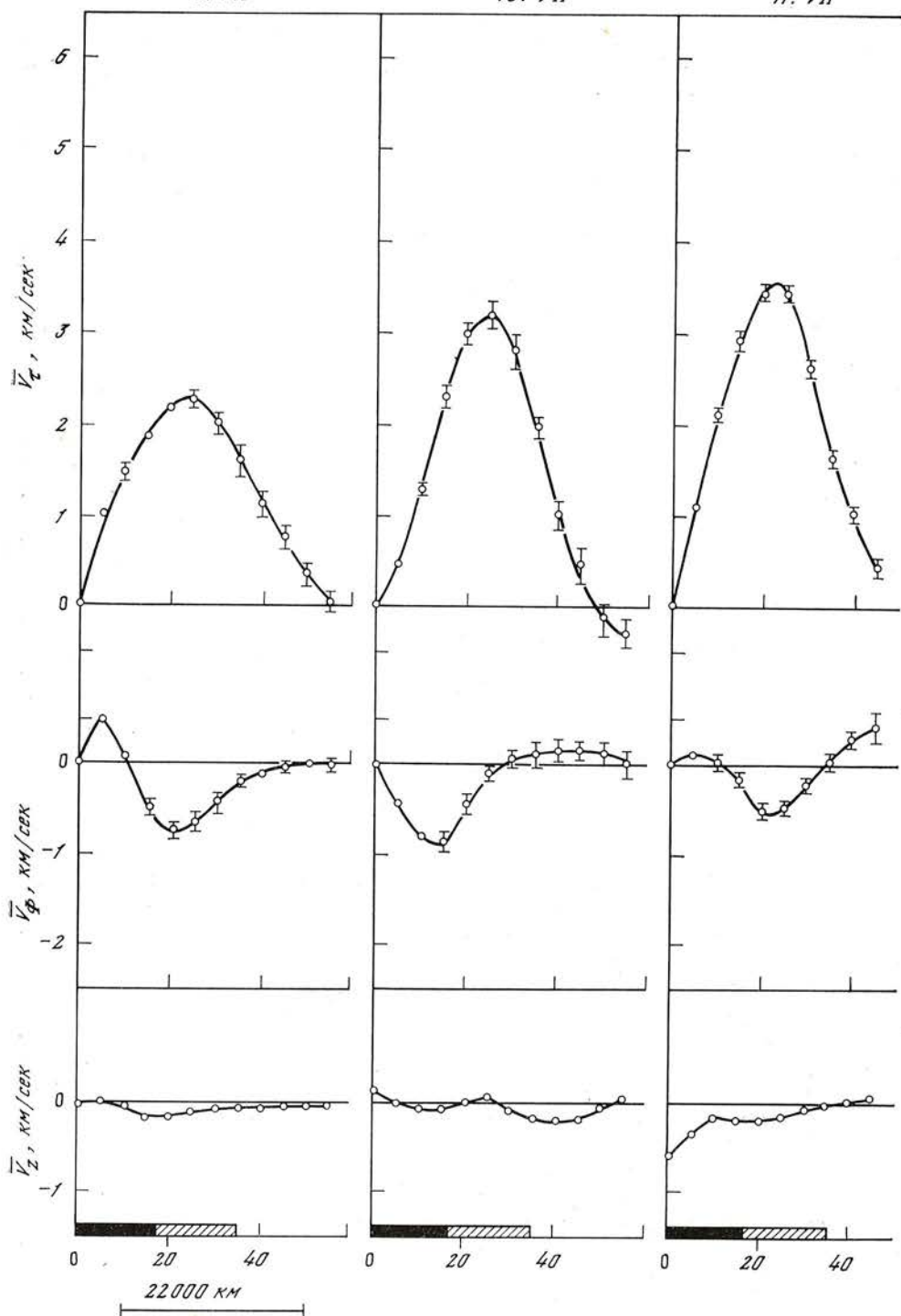
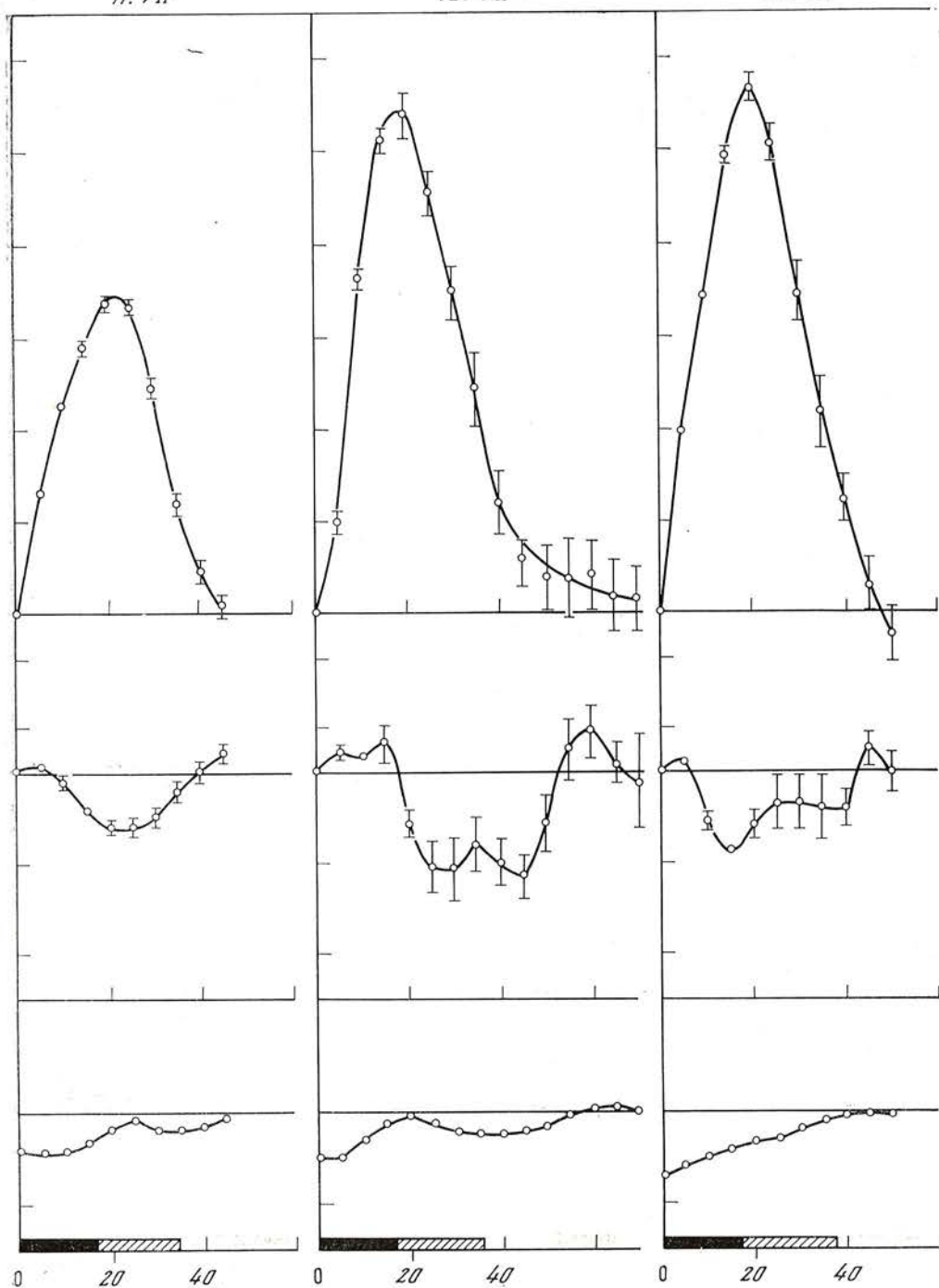


Рис. 4. Изменение вдоль радиуса пятна радиальной $\bar{V}_r(r)$, азимутальной $\bar{V}_\phi(r)$ и вертикальной $\bar{V}_z(r)$ составляющих

Кружки — данные определений составляющих скорости, сплошные линии — средний ход. Вертикальными черточками показаны среднеквадратичные отклонения. В тех случаях, где вертикальных черточек нет, среднеквадратичные отклонения не превышали размера кружка. Среднеквадратичные отклонения для $\bar{V}_z(r)$ не вычислялись. Положительные значения $\bar{V}_r(r)$ указывают на растекание газа



от центра пятна, отрицательные $\bar{V}_\Phi(r)$ и $\bar{V}_z(r)$ — на вращение газа по часовой стрелке и соответственно на опускание газа. На оси абсцисс ядро выделено жирной полосой, а полутень — штриховой. Шкала расстояний на оси абсцисс общая для всех составляющих

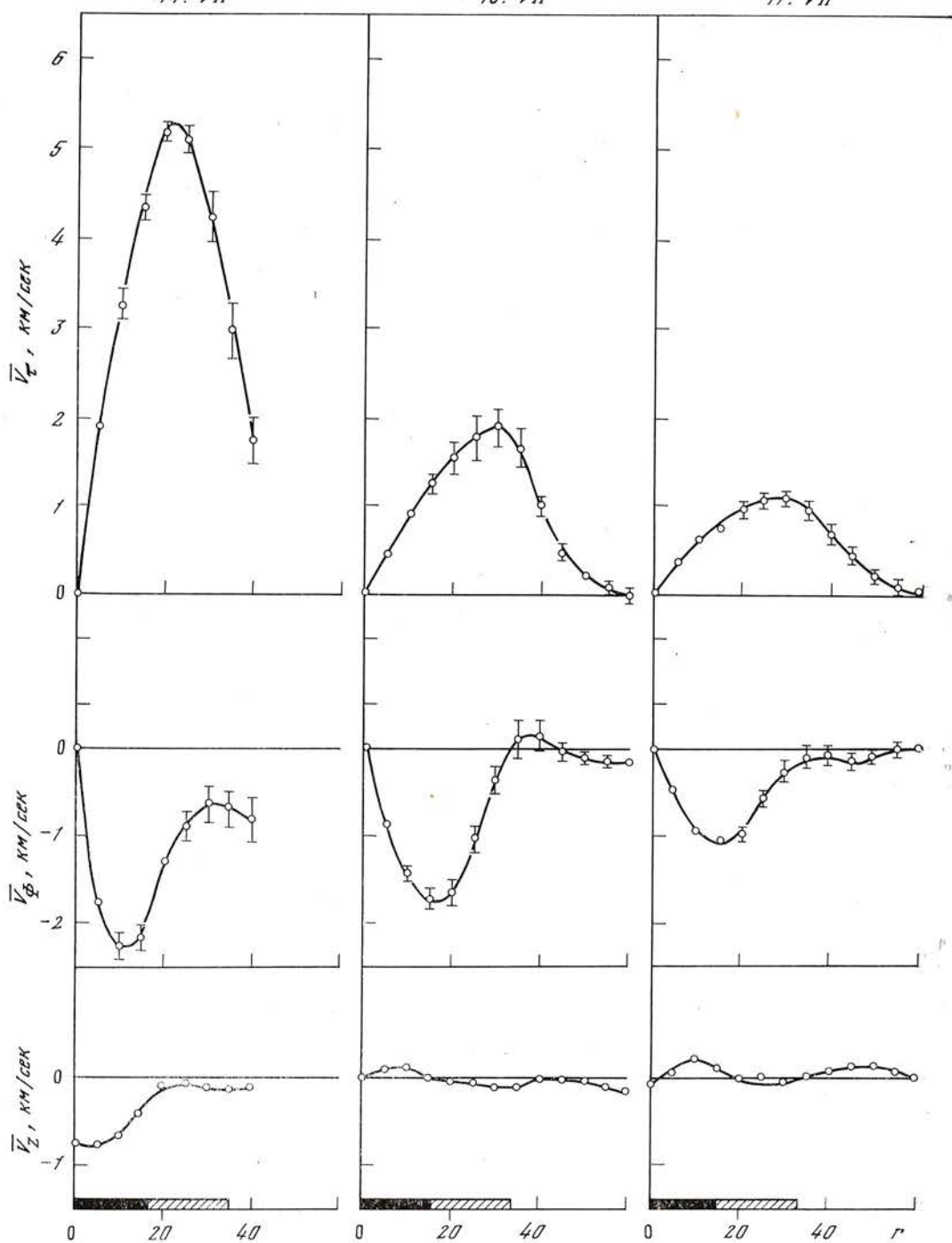


Рис. 4. Окончание

которая неплохо представляет изменение максимальной величины радиальной скорости с $\cos \theta$.

На основании всех девяти распределений радиальной скорости в пятне (см. рис. 4) было построено относительное распределение $\bar{V}_r(r)/\bar{V}_{r\max}$ (рис. 7). В каждом случае за единицу принималась своя длина r_{\max} , равная расстоянию от центра пятна до максимума скорости, а за единицу

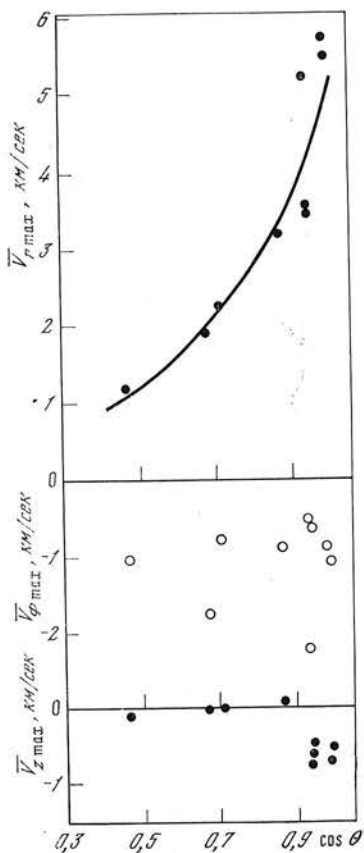


Рис. 5

Рис. 5. Изменение максимальных величин радиальной $\bar{V}_r(r)$, азимутальной $\bar{V}_\phi(r)$ и вертикальной в ядре пятна $\bar{V}_z(r)$ составляющих скорости в зависимости от $\cos \theta$. Точками и кружками показаны данные наблюдений

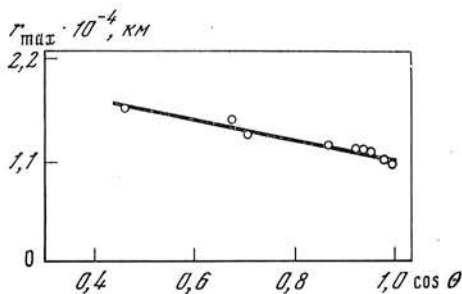


Рис. 6

Рис. 6. Изменение с $\cos \theta$ расстояния от центра пятна до максимальной величины радиальной скорости

Кружки — данные наблюдений

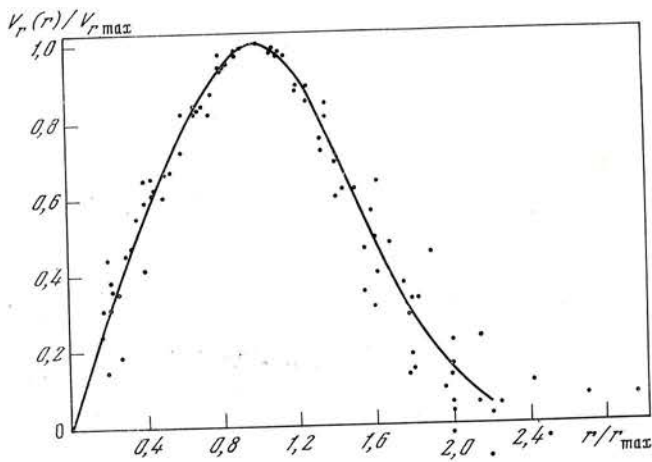


Рис. 7

Рис. 7. Изменение относительной величины радиальной скорости $\bar{V}_r(r)/\bar{V}_{r,max}$ в пятне от относительного расстояния r/r_{max} . Точками нанесены данные наблюдений по всем девяти распределениям, приведенным на рис. 4, а сплошной линией — средний ход

скорости — ее максимальное значение $\bar{V}_{r,max}$. Так как распределения на рис. 4 относятся к разным угловым расстояниям θ , то на основании рис. 7 можно заключить, что с изменением геометрической высоты (или $\cos \theta$) менялась только величина радиальной скорости, а распределение ее по пятну оставалось в основном подобным.

4. Обсуждение результатов

За большой период исследований движений газа в пятнах всего лишь в двух источниках отмечалось, что для одного пятна в [3] и для трех в [21] радиальная составляющая скорости составляла 6—8 км/сек. Поэтому считалось, что пятна, в которых скорость движения газа достигает такого значения, — чрезвычайно редкое явление. Согласно нашим исследованиям радиальная составляющая скорости 6 км/сек — характерная величина для достаточно больших пятен. Однако она очень быстро убывает с пере-

ходом в более высокие слои и на высоте, соответствующей угловому расстоянию от центра солнечного диска, равному $\sim 63^\circ$, составляет всего лишь 1 км/сек. Вид распределения радиальной скорости в пятне практически не меняется с высотой, хотя сама величина скорости и положение ее максимума изменяются. В самых глубоких слоях положение максимума радиальной скорости приходится на внутреннюю границу полутени. С переходом в более высокие слои фотосферы положение максимума сдвигается к внешней границе полутени. Только этим можно объяснить разногласие, бытующее в литературе по данному вопросу.

Силовые линии магнитного поля пятна обычно представляются в виде расходящегося веера. Если предположить, что максимум радиальной скорости на разных высотах в пятне приходится на одни и те же силовые линии поля, то на основании наших наблюдений можно оценить угол раствора ψ силовых линий на данной высоте в полутени пятна. Из геометрических соображений находим, что

$$\operatorname{tg} \psi \approx \Delta r / \Delta h,$$

где Δr — изменение с высотой положения максимума радиальной скорости, а Δh — соответствующее изменение высоты.

В нашем случае наибольшее значение $\Delta r \approx 5000$ км. Если взять соответствующее ему изменение высоты Δh порядка нескольких сотен километров (большее значение Δh вряд ли можно брать согласно модели пятна [19]), то значение угла получается около 80° . Так что расхождение силовых линий поля с высотой получается очень сильным, но оно качественно в какой-то мере согласуется с результатами исследований магнитного поля этого пятна [17].

Распределение азимутальной составляющей, направленной по часовой стрелке, в пятне показывает, что с наибольшей скоростью вращаются слои, находящиеся в окрестности границы тень — полутень. Составляющая почти не меняется с высотой. Средняя из максимальных величина азимутальной составляющей около 1 км/сек. В то же время радиальная составляющая скорости быстро убывает с переходом в более высокие слои. Это может приводить к тому, что на некоторой высоте в фотосфере азимутальная и радиальная составляющие становятся равными, как это имело место 16 и 17.VII, в результате чего в эти дни наблюдения показали сильную завихренность движений газа в пятне. Отсутствие связи между радиальной и азимутальной компонентами скорости ограничивает возможности объяснения азимутальной составляющей прямым воздействием сил Кориолиса на растекающийся от центра пятна газ.

Вертикальная составляющая скорости, направленная в глубь Солнца, четко выявляется, когда пятно находится на угловом расстоянии от центра солнечного диска, не превышающем $\pm 20^\circ$. Наибольшая скорость опускания газа в ядре составляет примерно 0,6 км/сек.

В заключение приношу свою признательность академику А. Б. Северному за обсуждение ряда вопросов, Н. И. Райковой — за помощь в обработке данных наблюдений и старшему инженеру-программисту Г. А. Козловой — за проведение расчетов на ЭВМ.

Март 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Evershed. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1909, 69, 454.
2. R. J. Bray, R. E. Loughhead. Sunspots. London, Chapman and How Ltd, 1964, p. 146.
3. G. Abetti. The Sun. London, 1957, p. 157.
4. T. D. Kinman. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1952, 112, 425.
5. J. Holmes. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1961, 122, 301.
6. R. Servajean. Ann. Astrophys., 1961, 24, 1.
7. Н. В. Стешенко. Докт. дис. М., ГАИШ, 1973.

8. *G. Abetti*. Handbuch der Astrophysik, 1929, 4, 170.
9. *С. И. Гонасюк*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 14.
10. *С. И. Гонасюк*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 139.
11. *Г. В. Кужалин, В. Е. Степанов*. Солнечные данные, 1963, № 1, 55.
12. *В. А. Котов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, 184.
13. *T. D. Kinman*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1953, 113, 613.
14. *H. H. Plaskett*. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1952, 112, 414.
15. *В. Бумба*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 242.
16. *Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, 3.
17. *А. Б. Северный*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 34.
18. *С. И. Гонасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 148.
19. *Э. А. Барановский*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, 87.
20. *R. Michard*. Ann. Astrophys., 1951, 14, 101.
21. *P. Maltby*. Ann. Astrophys., 1960, 23, 983.

**МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
И СОБСТВЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН.
II. ГРУППА № 420, ОКТЯБРЬ 1968 г.**

Б. Калман

В сложной группе пятен № 420 с 20 по 27.X 1968 г. на основании карт продольной и поперечной составляющих магнитного поля, полученных в Крымской астрофизической обсерватории, и серии снимков Солнца, сделанных в Гелиофизической обсерватории в Дебрецене (Венгрия), было проведено сравнение движения ядер пятен со структурой магнитного поля. Собственные движения сравнивались и со вспышечной активностью в группе. Найдено, что пятна в головной и хвостовой частях группы двигались хаотично относительно поперечного магнитного поля, но в то же время в середине группы, около нулевой линии продольного поля, направление движений хорошо совпадало с направлением поперечного поля. Около нулевой линии и у пятен с быстрым движением наблюдался эффект «вытягивания» магнитного поля за движущимися пятнами.

Самые мощные вспышки в группе наблюдались около пятна с самым быстрым движением. В некоторых случаях наблюдалось движение пятен в сторону вспышек.

MAGNETIC FIELDS AND PROPER MOTIONS OF SUNSPOTS. II. GROUP 420, OCTOBER 1968, by *B. Kalman*. — In the complex group of sunspots No. 420, the 20—27 October 1968, on the base of maps of longitudinal and transverse magnetic field components, obtained at the Crimean Astrophysical Observatory, and a series of photoheliograms, obtained at the Heliophysical Observatory in Debrecen (Hungary), the proper motions of the umbrae were compared with the structure of the magnetic field. The proper motions were compared with the flare-activity in the group too. It was found, that spots in the p and f ends of the group moved randomly with respect to the transversal magnetic field, but at the same time in the centre of the group, around the zero-line of the longitudinal field, the direction of movements was in good agreement with the direction of the transversal field. Around the zero-line and in the case of spots with large proper motion the effect of «stretching out» of magnetic field behind the moving spots was observed.

The greatest flares in the group occurred in the vicinity of the spot with the greatest speed of proper motion, and in some cases movements of spots in the direction to flares were observed.

Настоящая статья является продолжением начатых ранее исследований по данной теме, первые результаты которых опубликованы в [1]. В конце октября 1968 г. наблюдалась сложная группа пятен № 420 по бюллетеню «Солнечные данные» ($L = 240^\circ$, $B = +16^\circ$), в которой происходили сильные изменения, поэтому она представляла интерес для исследования собственных движений пятен. Для данной группы имелись записи продольного и поперечного магнитных полей в течение 6 дней, полученные в Крымской астрофизической обсерватории, и большая серия фотографических наблюдений всего диска Солнца в интегральном свете вблизи $\lambda 3750 \text{ \AA}$, сделанных в Гелиофизической обсерватории Венгерской академии наук в Дебрецене. Фотографические наблюдения перекрывают весь период прохождения активной области по солнечному диску.

Материал наблюдений и его обработка

Записи магнитного поля были получены сотрудниками КАО 21—26.X 1968 г. в линии Fe I λ 5250 Å на вектор-магнитографе КАО [2] в режиме одновременной регистрации всех трех компонент магнитного поля [3]. Группа № 420 записывалась 21.X 3 раза, 22 и 23.X по 2 раза, в остальные дни — по одному. Сканирование велось по направлению суточной параллели, расстояние между разрезами было 6",7, высота щели 9",2. Отсчеты с диаграммных лент снимались через каждые 3",4 и с помощью методов, приведенных в [2,4—6], были переведены в магнитные поля. Собственные движения пятен определялись по снимкам Солнца, полученным на фотогелиографе Гелиофизической обсерватории ВАН. Условия получения снимков подробно описаны в [1]. В качестве фотографического материала здесь использовались не только пленки типа Kodalith (см. [1]), но и пластинки типа Gevaert Aviphot размером 14 × 14 см². Данная пластинка неенсибилизированная, и с применением желтого стеклянного светофильтра типа Schott GG II снимки Солнца получаются в довольно узком спектральном интервале в синей области спектра. Сводка наблюдательного материала дана в таблице.

Дата, 1968 г.	Число				
	пластинок	пленок	измеренных пятен	измерений	магнитных карт
20.X	6	2	11	86	0
21.X	6	2	17	127	3
22.X	11	4	25	268	2
23.X	14	2	24	308	2
24.X	6	6	15	152	1
25.X	10	5	13	164	1
26.X	6	2	7	47	1
27.X	6	4	4	29	0
Всего	65	27	40	1181	10

Прямоугольные координаты пятен в группе были определены измерительным прибором Ascocord 3DP с точностью 0,01 мм, далее из этих измерений были вычислены гелиографические координаты пятен в системе Керрингтона. Так как данная группа пятен наблюдалась в октябре, когда высота Солнца над горизонтом была в большинстве случаев меньше 30°, в программе обработки был предусмотрен учет дифференциальной рефракции. (В [1] дифференциальная рефракция не учитывалась, но использовались только те пластинки, на которых изображение Солнца было получено на высоте, превышающей 30°.) При отождествлении пятен ото дня ко дню принимались во внимание их положение, направление движения и магнитная полярность. Данные о магнитной полярности пятен взяты из [7, 8].

Ошибка наведения и точность повторяемости одного измерения при изменении положения пластинки составляла 0,02—0,03 гелиографических градуса. Однако в керрингтоновских координатах пятен остались некоторые систематические ошибки, примерно 0°,1, которые отчасти связаны с фотогелиографом (гнутие, неточная установка осей и т. п.). На графиках зависимости координат пятен (широта и долгота отдельно) от времени наблюдений эти систематические ошибки были хорошо заметны в виде систематического суточного хода, на фоне которого происходили индивидуальные изменения координат пятен. Для устранения систематических ошибок

на этих графиках определялись индивидуальные изменения координат пятен во времени, а затем из них — траектория движения пятен. Обычно для устранения систематических ошибок применяются координаты относительно какого-то стабильного, долгоживущего пятна, но в данном случае такого не было, поэтому пришлось применять указанный выше способ графического усреднения.

Все этапы обработки, требующие большого объема вычислительной работы, выполнялись на ЭВМ типа Hewlett — Packard 9810 А Гелиофизической обсерватории ВАН по специально составленным программам, только карты изогаусс продольного магнитного поля строились вручную из-за поломки графопостроителя.

Для точной привязки карт магнитного поля к гелиографическим координатам применялся описанный в [1] способ наложения магнитных карт на увеличенные до такого же масштаба фотографии солнечных пятен. Точность привязки при таком способе составляла 2—3", если группа находилась в пределах $\pm 45^\circ$ от центрального меридиана.

Результаты

На месте группы № 420 ($L = 240^\circ$, $B = +16^\circ$) в течение трех оборотов на Солнце наблюдался бурный, но короткоживущий всплеск активности. За два оборота до появления группы № 420 на ее месте никакой активности не было. За оборот до ее появления там наблюдалось несколько групп, одна из которых (№ 382) при прохождении через центральный меридиан начала развиваться, но не достигла больших размеров. В этой зоне активности группа № 420, изучением которой мы занимаемся, возникла на обратной стороне диска. Появилась она на восточном краю диска уже достаточно развитой и сильной. После прохождения через центральный меридиан стала быстро распадаться. На этом же месте в последующем обороте возникла опять небольшая группа пятен № 455 с максимумом площади около центрального меридиана, но на западном краю она была уже еле заметна, и во втором обороте после группы № 420 никакой активности в этом районе не наблюдалось.

Рассмотрим немного подробнее развитие группы № 420 во время прохождения через видимое полушарие Солнца. На рис. 1 показан вид группы 21—26.X, когда проводились магнитные измерения. На восточном краю диска 18 и 19.X группа выглядела как обычная, биполярная, с хорошо развитым головным пятном. 20.X в ядре головного пятна появились светлые мосты, и 21.X головное ядро уже разделилось на три части (ядра 11, 12, 32 на рис. 1). Эти части в последующем дробились дальше, и самым большим ядром лидирующей полярности стало ядро 50. Группа достигла максимального развития 22—23.X, после этого быстро стала распадаться, 26.X она уже состояла только из двух частей на месте наиболее долгоживущих головных и хвостовых пятен. В середине группы пятен не было. К 27.X хвостовые пятна почти совсем исчезли, но 28.X опять появились. На следующий день группа уже находилась на западном лимбе и пятна четко не выделялись.

На рис. 2 показаны движения ядер в группе. Как видно из рисунка, в области лидера преобладает движение, направленное на запад и к экватору. Особенно ярко выражена эта тенденция у большого ядра 50 и у соседнего с ним ядра 58. Сходные движения показывали соседние с ядром 50 более короткоживущие ядра 56, 59 и 71. Интересно было проследить движения осколков ядра — бывшего лидера группы (11—19, 32, 33). До 21.X они находились в общей полутени, уже 22.X полутень ядра 12 (после деления 13 и 14) соединилась с полутенью ядра 50, пятна 11, 32, 33 выделились в самостоятельные. Ядро пятна 11 продолжало дробиться, причем до дробления оно сохраняло направление движения на запад, после этого его осколки двигались совершенно беспорядочно. Мелкие ядра

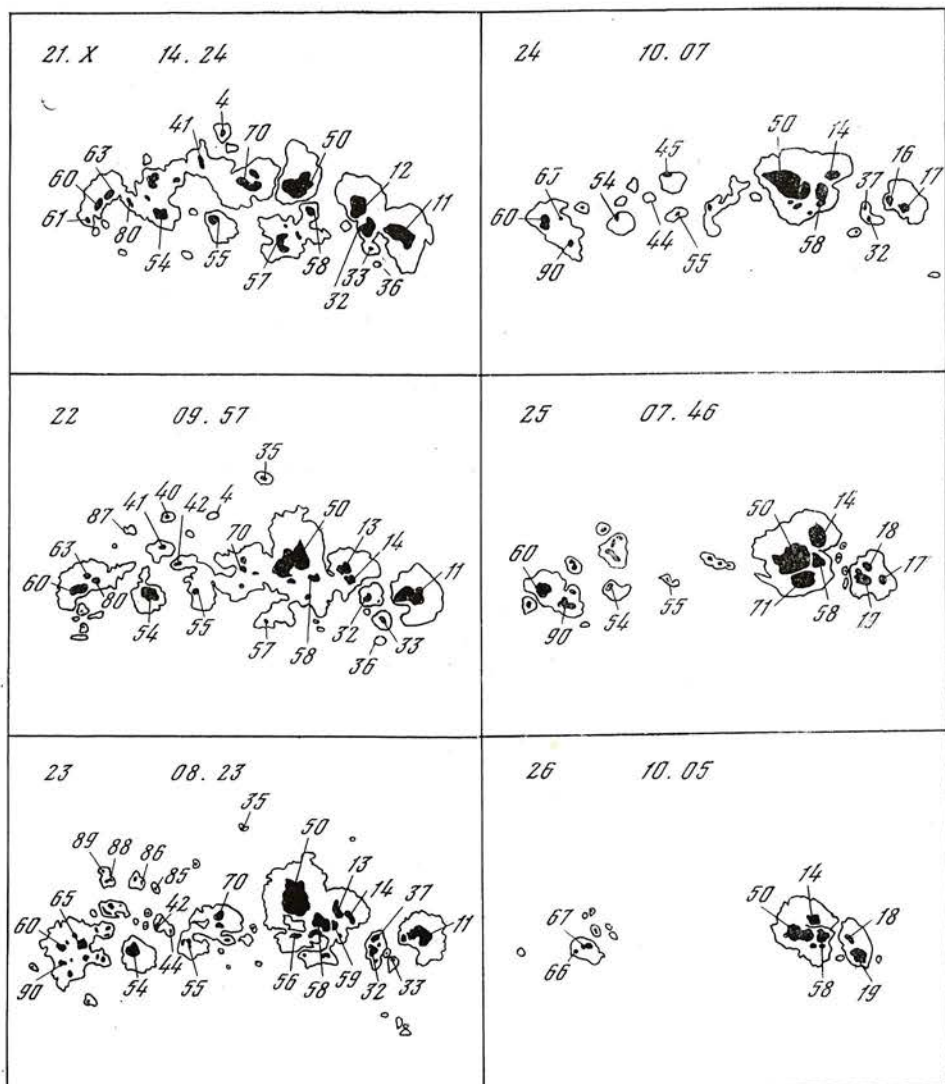


Рис. 1. Зарисовки группы № 420, сделанные с фотографий

Наверху каждый раз указаны дата и всемирное время получения снимка. Цифрами обозначены ядра пятен, координаты которых измерялись

между двумя большими пятнами ведущей (S) полярности (32, 33, 37-двигались, подобно ядру 50, на юго-запад. Заслуживает внимания поведение ядра 12 и его двух осколков, 13 и 14. Ядро 12 20 и 21.X двигалось в «обратном», т. е. в северо-восточном, направлении. 22.X оно разделилось на ядра 13 и 14 и его полутень стала соприкасаться с полутенью ядра 50, в течение этого дня движение ядер 13 и 14 изменило направление. В последующие дни ядра 13 и 14 находятся в общей полутени с ядром 50 и их движение направлено тоже на запад, но со скоростью, намного меньшей, чем у ядра 50. Начиная с 25.X ядро 14 практически остановилось, поэтому движущиеся сравнительно быстро ядра 50 и 58 достигли его и 26, 27.X образовали одну компактную группу ядер с общей полутенью. 23.X, после соприкосновения полутеней, и ядро 50 меняло направление движения, как будто «обходя» ядра 13 и 14. Такой же характер движения показывало соседнее с ним ядро 58. Эти изменения можно проследить на рис. 1 и 2. В середине и хвостовой части группы движения в общем хаотичные, но некоторые закономерности наблюдаются. Примерно до 22.X почти все

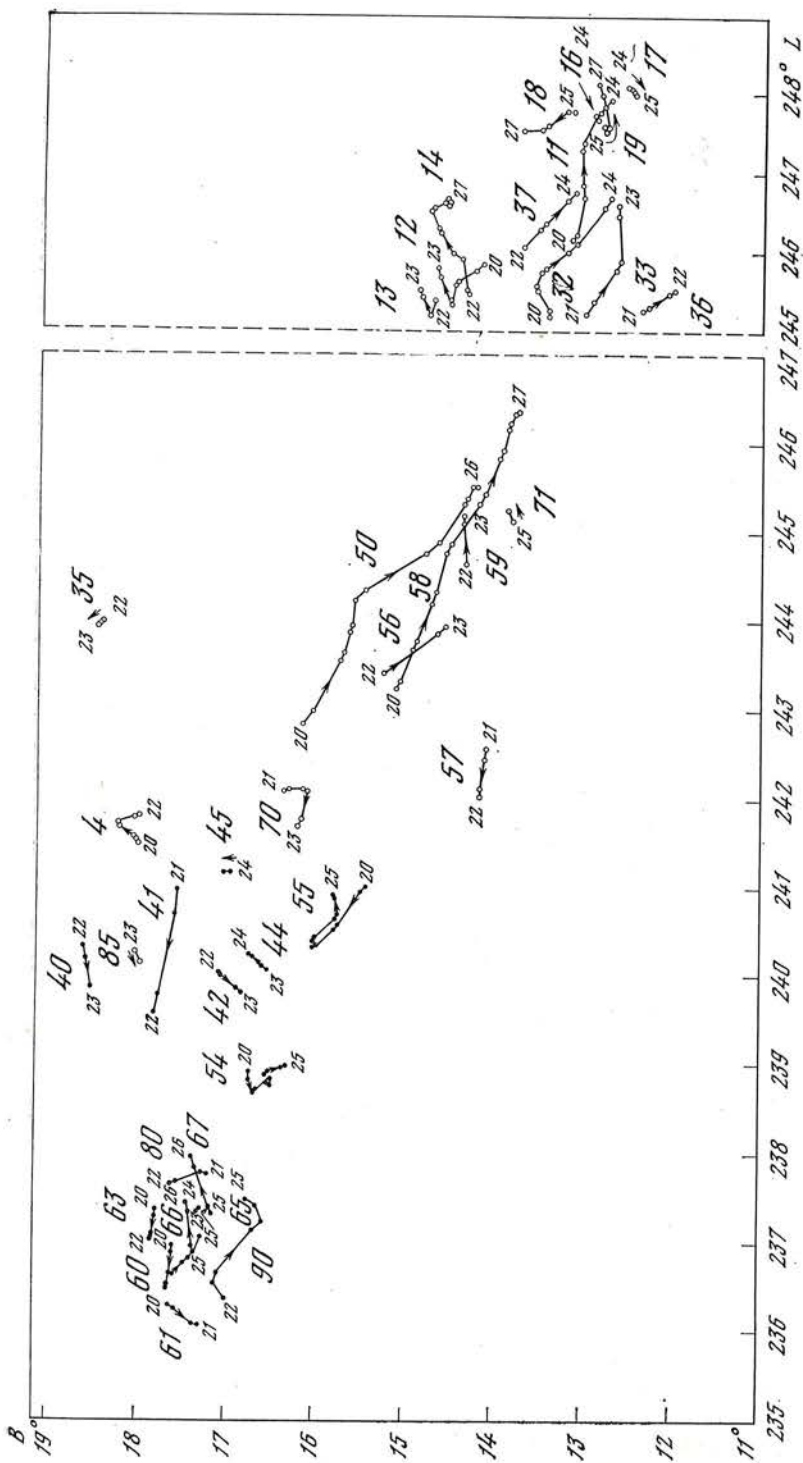


Рис. 2. Движения пятен в группе № 420, 20—27.X 1968 г.

Кружки — пятна головной полярности, точки — хвостовой. На каждый день дается два положения, в 0,4 и 0,6 данного дня. Стрелками указано направление движения, в начале и в конце траектории указана дата. Большие цифры — обозначения ядер пятен на рис. 1

ядра в этих частях группы независимо от их магнитной полярности двигались на восток, за исключением только маленького пятна 4. 22—23.X движения всех пятен изменились на обратные и пятна в хвостовой части тоже стали двигаться на запад. Эта тенденция сохранялась до конца измерений.

Магнитная структура группы в основном была регулярной биполярной (лидирующая полярность — S), нулевая линия продольного поля проходила с северо-востока на юго-запад. Однако 21—23.X произошли некоторые отклонения от регулярной структуры, и именно в этих местах группы наблюдалась значительная активность. 21 и 22.X в области головной полярности продольного поля, т. е. между ядрами 4 и 70, имелся глубокий залив поля хвостовой полярности, который постепенно вытеснялся окружающим его полем противоположной полярности. 23.X на первой карте магнитного поля наблюдался только небольшой островок поля хвостовой полярности, который еле прослеживался на следующей карте того же дня. 24.X магнитные поля обеих полярностей в группе четко разделены. Ядро 41 (хвостовой полярности) находилось в этом «заливе» и с 21 на 22.X «вытаскивалось» из области поля противоположной с ним полярности. Ядро 41 имело самую большую скорость собственного движения (170 м/сек) из всех измеренных в группе. Рис. 3 показывает его движение относительно почти неподвижного в те дни ядра 60. Рис. 3 дает и некоторую информацию о точности измеренных положений, так как на нем нанесены все измерения без усреднений.

На примере ядра 41 прослеживается на магнитных картах перераспределение магнитного поля в процессе движения пятна. Холм продольного магнитного поля отстает от пятна примерно на 4—6" (более точное определение невозможно из-за «дискретности» карт магнитного поля). На картах поперечного поля видно, что поперечное магнитное поле перед пятном наклонено под углом $\sim 40\text{--}50^\circ$ к траектории пятна. После прохождения пятна за ним поперечное поле стало почти параллельным траектории, что соответствует описанному в [9] эффекту «вытягивания» силовых линий. Такое явление наблюдалось не только за пятном 41. На рис. 4 на карту поперечных магнитных полей нанесены траектории ядер, имеющих большое движение (больше $0^\circ,3$ за сутки) в эти дни. Практически для всех пятен видна подобная картина изменения ориентации магнитного поля, а именно: за пятном направление поля лучше совпадает с траекторией пятна, чем перед ним.

Для выявления связи между направлением движений пятен и ориентаций поперечного магнитного поля строились гистограммы распределения угла α между этими направлениями. Описание метода дано в [4]. На гистограммах видно, что ядра головной и хвостовой частей группы двигались хаотично по отношению к ориентации поперечного магнитного поля. Однако ядра около нулевой линии продольного магнитного поля (рис. 5 и 6) двигались преимущественно вдоль силовых линий, и за этими пятнами направление поперечного магнитного поля лучше соответствует

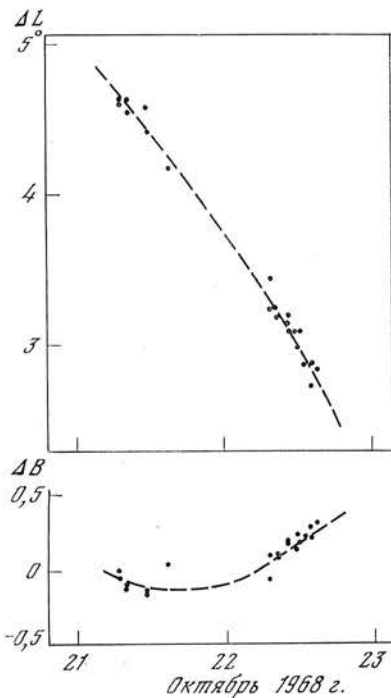
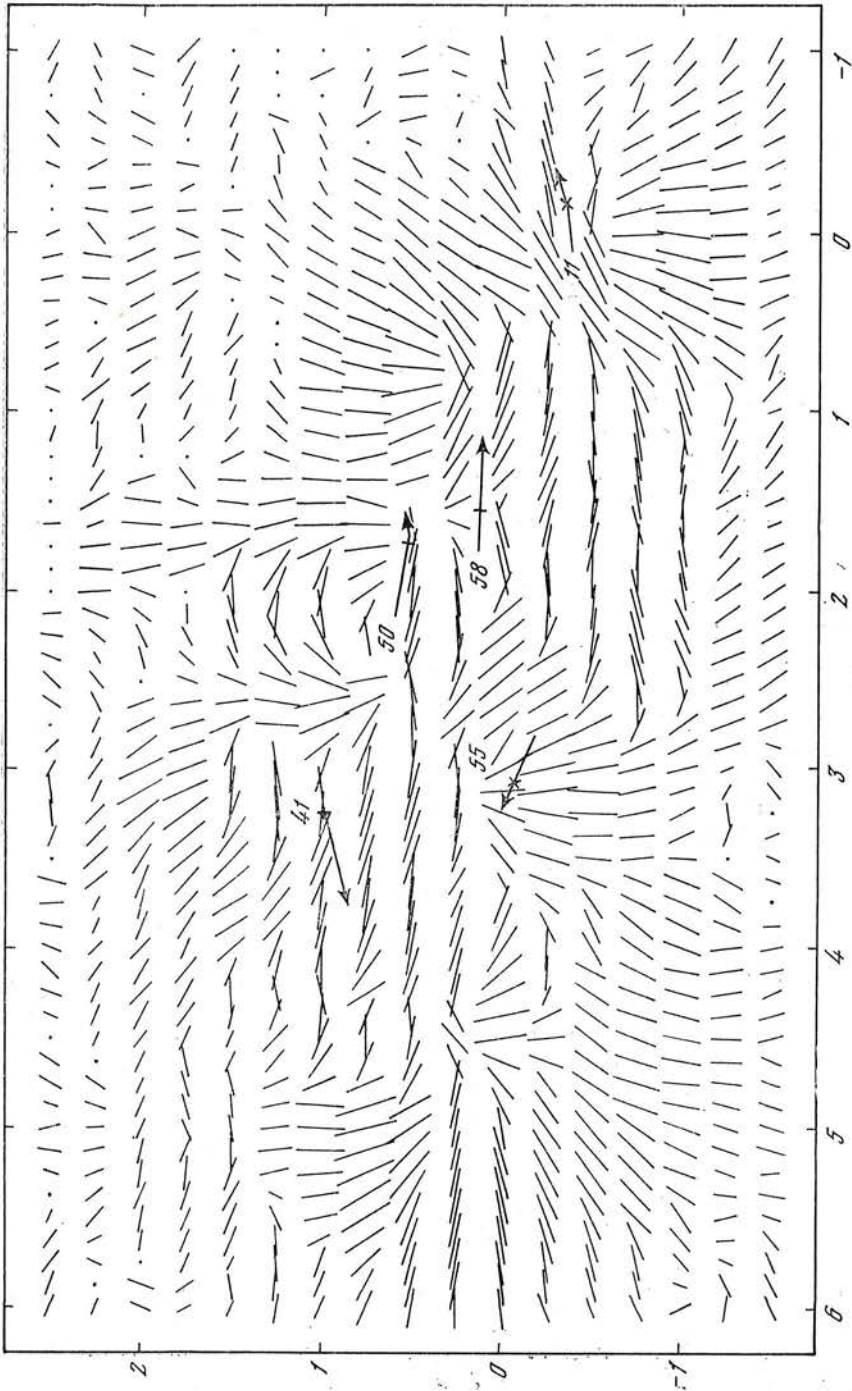


Рис. 3. Движения пятна 41 относительно спокойного в те дни пятна 60. Точки представляют одно измерение

8.35-9.06 UT 21 X



22. X 5.30 - 6.02 UT

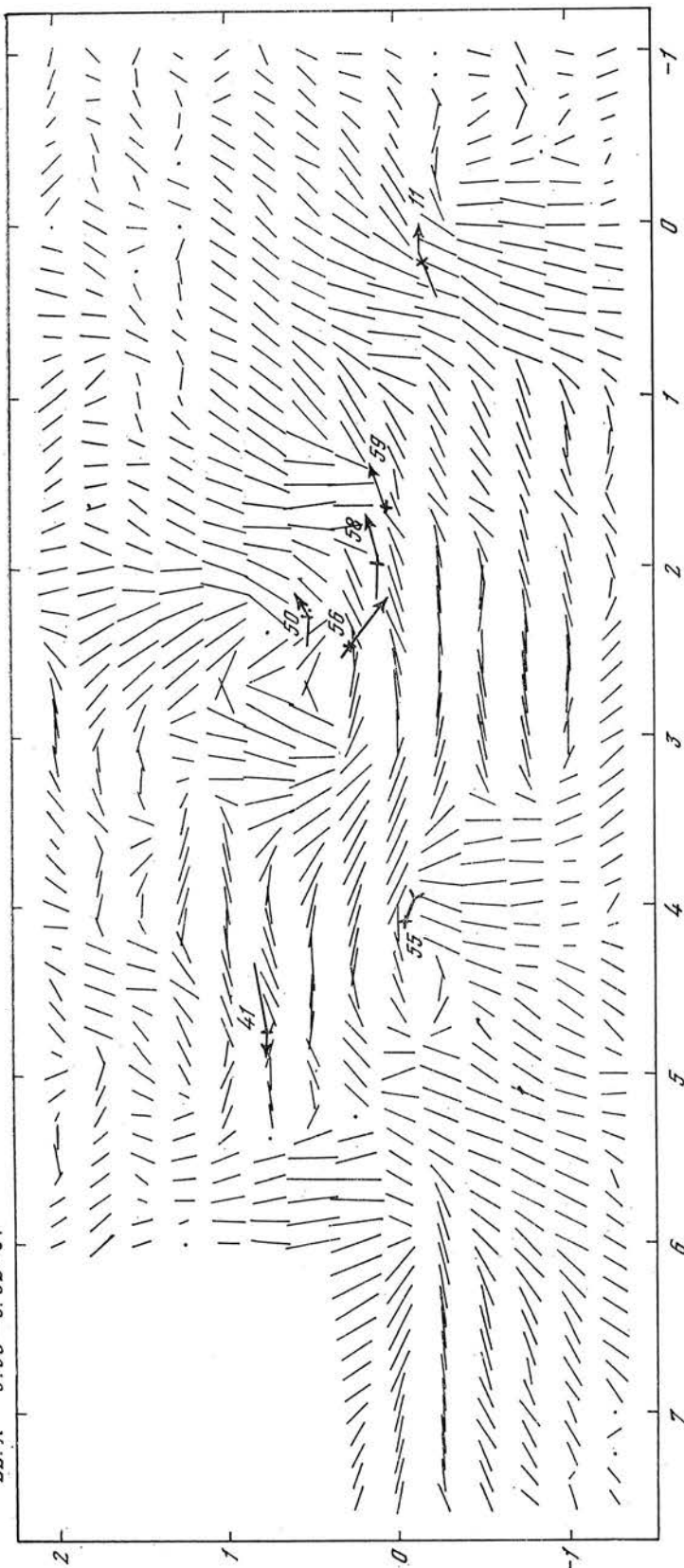


Рис. 4. Траектории пятен с большими собственными движениями и поперечное магнитное поле 21.X и 22.X 1968 г.

Длина черточек на карте поперечного поля пропорциональна $15 I_{\perp} \cdot 1000 / (E - W)$. Стрелка соответствует траектории пятна, крестик на ней — положение пятна во время получения карты магнитного поля. Цифры около траекторий — обозначение ядер пятен на рис. 1

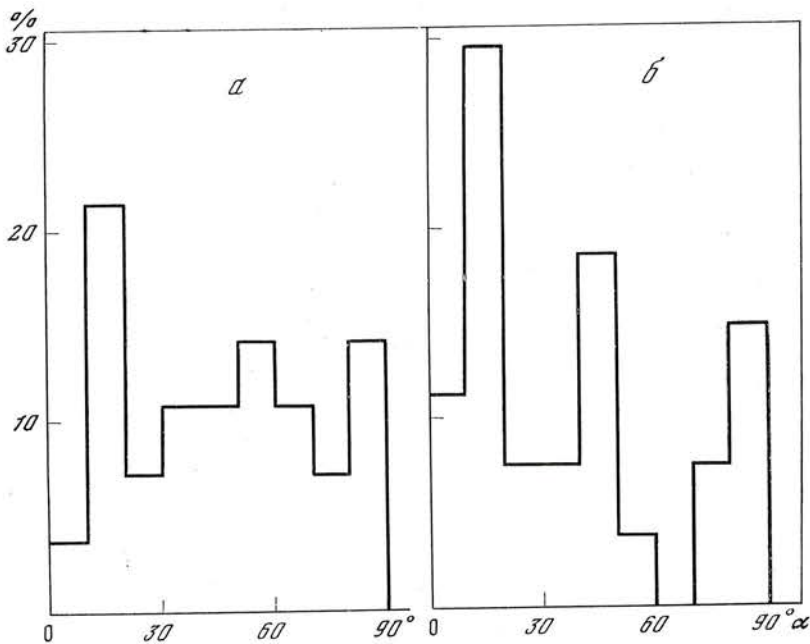
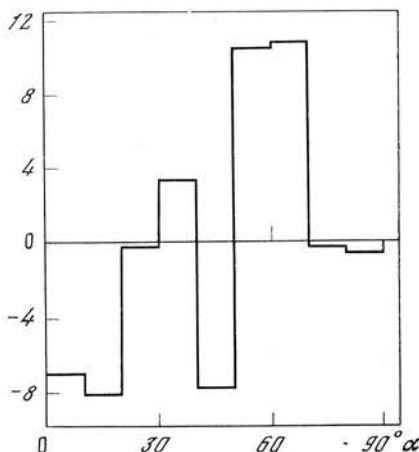


Рис. 5. Гистограммы распределения углов α между траекториями пятен около нулевой линии H_{\parallel} и направлением поперечного магнитного поля

a — относительно будущей траектории пятен; *b* — относительно прошедшей траектории пятен

Рис. 6. Разность между гистограммами распределения углов относительно будущей (рис. 5, *a*) и прошедшей (рис. 5, *b*) траектории пятен



направлению их траекторий, что тоже соответствует вытягиванию силовых линий за пятном. Эти эффекты менее ярко выражены в данной группе, чем в [1], что, вероятно, объясняется меньшими движениями в группе № 420. На рис. 4 видно, что для пятен с большими собственными движениями вытягивание силовых линий поля за движущимся пятном вырисовывается более отчетливо.

Собственные движения в группе № 420 сравнивались также с ее вспывочной активностью. Данные о вспывках взяты из [10]. В группе наблюдалось много вспывков, всего 118, включая субвспывки, среди которых 22 балла 1 и 3 балла 2. Первая вспывка балла 2В произошла 16.X на восточном лимбе, когда пятен еще не было видно. Заслуживает внимания, что две остальных вспывки балла 2В наблюдались 21.X на том месте, где происходило быстрое движение ядра 41 и наблюдалось вторжение поля хвостовой полярности в область поля головной магнитной полярности (рис. 7). После этого высокая вспывочная активность группы постепенно уменьшилась. 24.X наблюдались только две субвспывки балла SF. 25.X группа опять стала более активной и в ней произошло 10 вспывков. Здесь интересно, что все вспывки происходили на западной стороне от головной

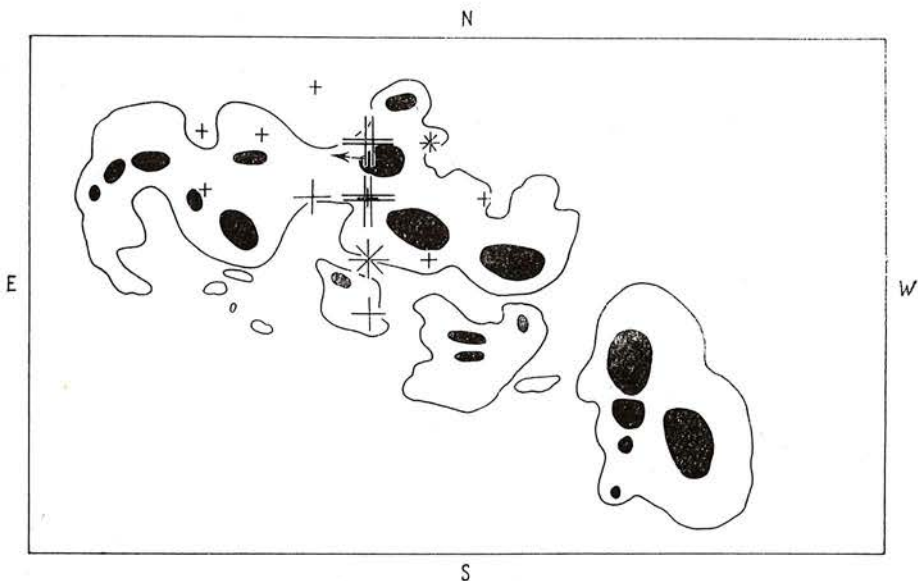


Рис. 7. Зарисовка группы 21.1 1968 г., на рисунок нанесены координаты вспышек из [10]

Маленький крест — субвспышка, большой — вспышка балла 1, двойной крест — вспышка балла 2. Звездочки соответствуют наложению крестов. Стрелкой указано движение пятна 41

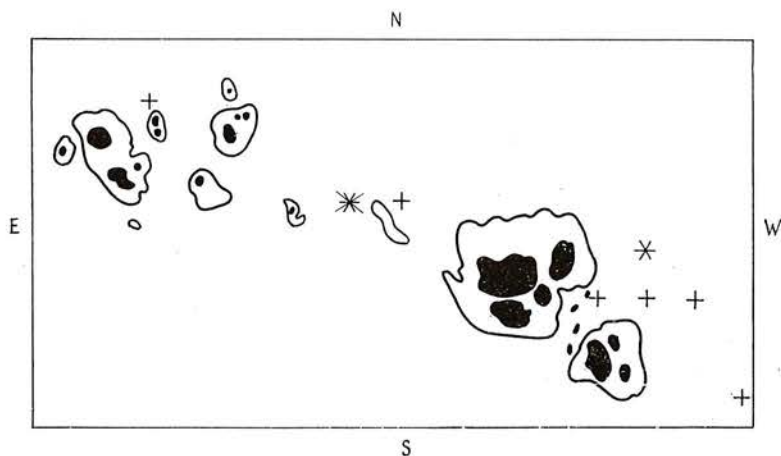


Рис. 8. Зарисовка группы 25.X 1968 г. со вспышками

Обозначения те же, что и на рис. 7

или хвостовой частей группы. Напомним, что группа в это время состояла практически только из двух частей (в середине пятна почти исчезли) и обе эти части двигались в западном направлении, т. е. вспышки наблюдались в том месте группы, в сторону которого двигались пятна (рис. 8). Создается впечатление, что пятна в процессе движения создают перед собой условия, которые приводят к возникновению эруптивных явлений. Отметим, что движение пятен в сторону вспышек было замечено раньше [11], кроме того, имеются указания на связь собственных движений пятен с эруптивными явлениями [12].

Заключение

Продолжалось на другом материале начатое в [1] исследование собственных движений пятен в связи с магнитными полями. Подтверждается вывод о том, что пятна около нулевой линии продольного поля двигаются

приблизительно параллельно поперечному полю и вытягивают за собой силовые линии поля. Намечается связь между вспышечной активностью группы и собственными движениями пятен.

Приношу искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за предоставленную мне возможность работать в Крымской астрофизической обсерватории и использовать наблюдательный материал обсерватории и научному руководителю С. И. Гопасюку за помощь и внимание к работе.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Б. Калман*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 60.
2. *В. Е. Степанов, А. Б. Северный*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
3. *Н. С. Никулин*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 76.
4. *А. Б. Северный*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
5. *А. Б. Северный*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 28.
6. *А. М. Зверева, А. Б. Северный*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 97.
7. Солнечные данные, 1968, № 10.
8. Solar Phenomena. Roma, 1968.
9. *S. I. Gopasyuk, G. E. Moreton*. Proc. Astron. Soc. Australia, 1967, 1, 8.
10. Solar-Geophysical Data. Boulder, Colorado, 1969.
11. *С. И. Гопасюк*. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 110.
12. *Н. Zirin, B. Lazareff*. Solar Phys., 1975, 41, 425.

**ОБ ИЗМЕРЕНИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В ПРОТУБЕРАНЦАХ И ВСПЫШКАХ
ФОТОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ**

А. Н. Коваль

Проведено исследование поляризационных спектрограмм в линии H_{α} нескольких активных протуберанцев и вспышек, полученных с пластинкой $\lambda/4$ и призмой Волластона на МБСТ [10]. Определенные напряженности магнитных полей для двух протуберанцев-выбросов (250—300 гс) находятся в пределах ошибок измерения или незначительно превосходят их. В двух узлах (из пяти исследованных) третьего протуберанца величина напряженности поля достигает 650—1000 гс. Для ряда узлов вспышек найдены большие различия в контурах линий в спектрах противоположной поляризации. Обнаружено, что некоторые узлы вспышек состоят из структурных элементов, имеющих различную поляризацию. Измерена степень поляризации эмиссии в протуберанцах и вспышках, которая в ряде случаев оказалась существенной. Однако по данным наблюдениям трудно сделать определенное заключение о характере поляризации из-за воздействия на полученные результаты зеркал телескопа, проявляющегося в частичном преобразовании линейной поляризации в круговую и наоборот.

ON THE MEASUREMENT OF THE MAGNETIC FIELDS IN PROMINENCES AND FLARES BY THE PHOTOGRAPHIC METHOD, by A. N. Koval.— The polarized H_{α} spectrograms obtained with a $\lambda/4$ plate and a Wollaston prism are investigated. The measurements show that the field strengths (250—300 Gs) in two active prominences do not exceed significantly the error limits. The field strengths up to 650—1000 Gs for some parts of the third prominence were found. The large differences of the H_{α} line profile at the spectrograms with orthogonal polarizations for some flare knots have been obtained. It was revealed that some flare knots consist of fine structure elements with different values of polarization.

The measured degree of polarization of the prominence and flare emissions in some cases was considerable. However the phase retardation of the telescope makes it difficult come at present to any certain conclusion of the character of this polarization.

Измерения магнитных полей в протуберанцах были начаты с помощью магнитографов и показали, что напряженности продольной составляющей магнитного поля в них достигают в некоторых случаях сотен гаусс [1—4]. Но так как контур линии, в которой ведутся записи, сильно изменяется от точки к точке в протуберанце (изменяется полуширина и лучевая скорость), то это приводит к существенным ошибкам в определении величины поля. Поэтому для измерения магнитных полей в протуберанцах начали использовать фотографический метод [5].

Первые фотографические наблюдения, выполненные с пластинкой $\lambda/4$ и призмой Волластона Смольковым и Башкирцевым [5], обнаружили в активном протуберанце (с учетом ошибки [6]) поле напряженностью 670 ± 120 гс. Для измерений была использована линия H_{β} . Далее Смольковым с сотрудниками [6] в выбросе по наблюдениям в линии H_{ϵ} получено поле

напряженностью ~ 3000 гс, по линии H Ca II — 1130 гс, а по K Ca II — 1830 гс.

В то же время Вир [7] исследовал фотографическим методом магнитные поля в нескольких ярких активных протуберанцах по линиям Mg b₂, Na D₂ и Ca II $\lambda 8542$ Å и не обнаружил полей, существенно превосходящих ошибки измерений (± 150 гс). Очень большие поля обнаружены в «штрихах» (1000—10000 гс) Шпитальной и Вяльшиным [8]. Измерения магнитных полей в спокойном протуберанце [9], выполненные для 21 узла, показали, что напряженности поля заключены в пределах от 0 до 360 гс.

Таким образом, наблюдения дают очень разные величины магнитных полей, особенно в активных протуберанцах, и для выяснения того, являются ли большие напряженности поля исключительным явлением, присущим некоторым узлам протуберанцев, или встречаются довольно часто, необходимо провести дополнительные наблюдения.

Начиная с 1971 г. на малом башенном солнечном телескопе (МБСТ) [10] нами получен ряд спектрограмм активных протуберанцев, выбросов и вспышек с поляризационной оптикой. При наблюдениях использовалась четвертьволновая пластинка, установленная перед щелью спектрографа, и призма Волластона, расположенная на выходе. Так как плоскость инструментальной поляризации параллельна входной щели спектрографа, то ее влияние на оба спектра будет одинаковым, если ось призмы составляет с входной щелью спектрографа угол $\alpha = \pm 45^\circ$.

В нашем случае ось призмы Волластона была ориентирована под углом $\alpha \approx 40^\circ$, поэтому на спектрограммах интенсивности изображения в противоположных поляризациях несколько различаются.

Наблюдения проводились в линии H $_{\alpha}$, фактор Ланде $g_{\text{эф}} = 1,05$. Диаметр изображения Солнца $d_{\odot} = 110$ мм, дисперсия 0,35 Å/мм. Обработка спектрограмм проводилась на микрофотометре МФ-4. Контуры в почернениях переводились в интенсивности и выражались в единицах максимальной интенсивности. Совмещение контуров в двух поляризациях проводилось по линиям водяного пара $\lambda 6564,206$, $\lambda 6564,061$, $\lambda 6563,521$. Далее находились центры тяжести эмиссии в линии H $_{\alpha}$. По разности длин волн центров тяжести эмиссии в противоположных поляризациях вычислялась величина магнитного поля по формуле

$$\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-5} H g \lambda^2.$$

Результаты обработки

1. Протуберанцы. Для обработки были отобраны спектрограммы протуберанцев, на которых видна четкая структура эмиссии. На рис. 1 приведены репродукции поляризационных спектрограмм исследуемых протуберанцев в линии H $_{\alpha}$, полученных через призму Волластона. При фотометрии высота щели выбиралась таким образом, чтобы фотометрировалась структурная деталь в целом, что уменьшает ошибку, связанную с наведением на одно и то же место эмиссии в разных поляризациях.

11.IV 1971 г. на NE-краю в районе группы пятен наблюдался выброс (рис. 1). Спектрограмма, выбранная для обработки, получена в 12^h37^m (время везде московское), экспозиция 20 сек. Фотометрическая обработка проведена для узла, имеющего значительную отрицательную лучевую скорость. Контуры эмиссии в линии H $_{\alpha}$ в противоположных поляризациях оказались очень близкими — разница длин волн центров тяжести эмиссии составляет $\sim 0,010$ Å. Если это различие вызвано магнитным расщеплением линии, то соответствующая величина поля порядка 250 гс и находится в пределах ошибок измерения.

3.V 1972 г. выброс на E-лимбе. В выбросе наблюдалась сложная картина движений (см. рис. 1). На обеих спектрограммах фотометрировался узел, имеющий наибольшую — положительную лучевую скорость. Эмиссионный контур линии H $_{\alpha}$ в двух поляризациях для спектрограммы, по-

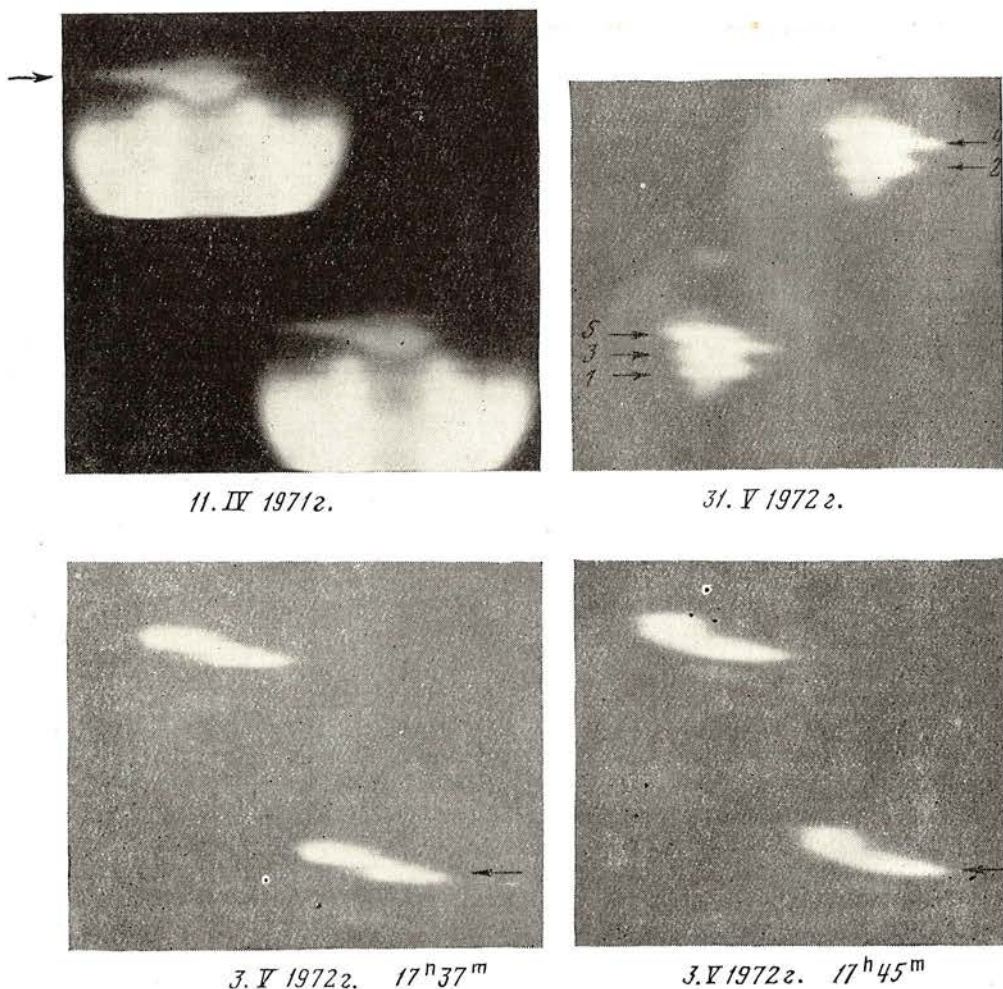


Рис. 1. Фотографии исследуемых протуберанцев в линии H_{α} через призму Волластона в двух ортогональных поляризациях

Стрелками отмечены места фотометрических разрезов

лученной в $17^h 45^m$, представлен на рис. 2. Как и в предыдущем случае, наблюдается очень малое различие в контурах; различие в положении центров тяжести эмиссии для спектрограмм, полученных в $17^h 37^m$ и $17^h 45^m$, порядка $0,015 \text{ \AA}$, что соответствует магнитному полю $\sim 300 \text{ гс}$.

31.V 1972 г. Активный протуберанец на SE-лимбе вблизи большой группы пятен, имеющий четкую структуру в линии H_{α} (см. рис. 1). Фотометрическая обработка проведена для пяти узлов протуберанца. Результаты представлены в табл. 1, $\Delta\lambda$ — разница в положении центров тяжести эмиссии. Знаки плюс и минус для направления поля взяты произвольно.

Эмиссионные контуры линии H_{α} в двух поляризациях для разреза 1 представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2, контуры H_{α} мало различ-

Таблица 1

№ разреза	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	Напряженность поля, гс	№ разреза	$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	Напряженность поля, гс
1	0,049	-1100	4	0,019	+450
2	0,028	+660	5	0,019	+450
3	0,016	+380			

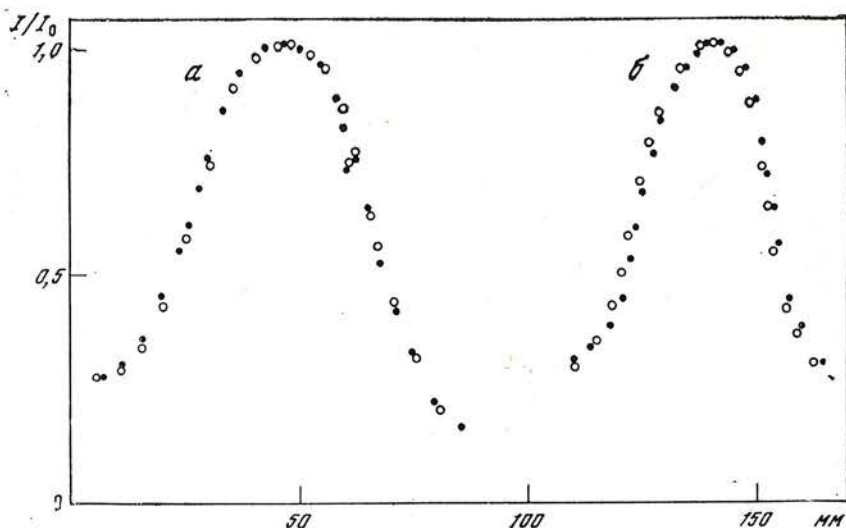


Рис. 2. Примеры эмиссионных контуров линии H_{α} в ортогональных поляризациях в протуберанцах

a — 3.V 1972 г., $б$ — 31.V 1972 г.

Точками нанесены контуры H_{α} в одной поляризации, кружками — в другой

чаются, но наблюдается сдвиг контура в целом, который соответствует напряженности магнитного поля порядка 1000 гс.

Таким образом, полученные величины напряженности магнитного поля для двух протуберанцев — выбросов 11.IV 1971 г. и 3.V 1972 г. — находятся в пределах ошибок измерения или ненамного превосходят их, а в протуберанце 31.V 1972 г., особенно в двух узлах, при интерпретации смещения контуров в противоположных поляризациях магнитным расщеплением линии напряженность поля достигает 1000 гс, если весь эффект приписать магнитному полю.

2. Вспышки. 14.VI 1972 г. на E-лимбе появился яркий выступ, который к 8^h уже развился во вспышку балла 2п. В 8^h30^m вспышка закончилась (по наблюдениям на коронографе КАО).

Поляризационные спектрограммы вспышки получены на МБСТ в 8^h16^m, 8^h19^m, 8^h20^m,5, 8^h24^m,5, экспозиции 1—2 сек. Спектрограммы относятся к разным местам вспышки. Вид эмиссии в линии H_{α} сильно изменялся от места к месту. На рис. 3 представлена спектрограмма вспышки в 8^h20^m,5.

Для фотометрии были выбраны наиболее четко выраженные эмиссионные узлы. Для некоторых узлов вспышки были получены очень большие различия в контурах линии в двух поляризациях. Примеры таких контуров представлены на рис. 4.

Повторная обработка спектрограмм, включающая установку пластинок на микрофотометре, запись фотограммы, построение контуров в интенсивностях, показала, что это различие не может быть связано с ошибками

Таблица 2

Время	№ разре- за	$\Delta\lambda$, Å	Примечание	Время	№ разре- за	$\Delta\lambda$, Å	Примечание
8 ^h 16 ^m	1	0,046		8 ^h 20 ^m ,5	4	0,106—0,140	$\Delta\lambda$ изменяет- ся вдоль кон- тура
	2	0,028					То же
8 19	3	0,042		8 24,5	5	0,098	То же
					6	0,190—0,330	То же

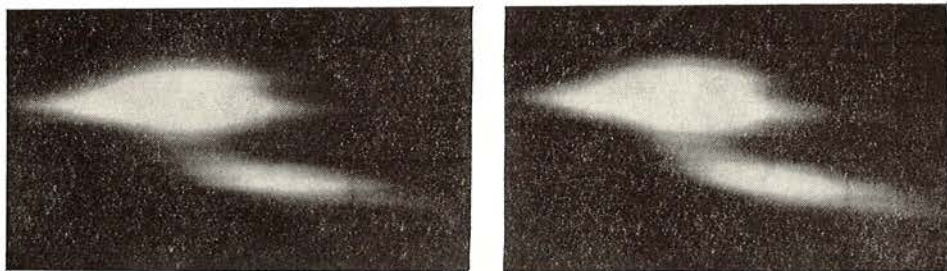


Рис. 3. Поляризационная спектрограмма вспышки на лимбе 14.VI 1972 г., $8^{\text{h}}20^{\text{m}},5$

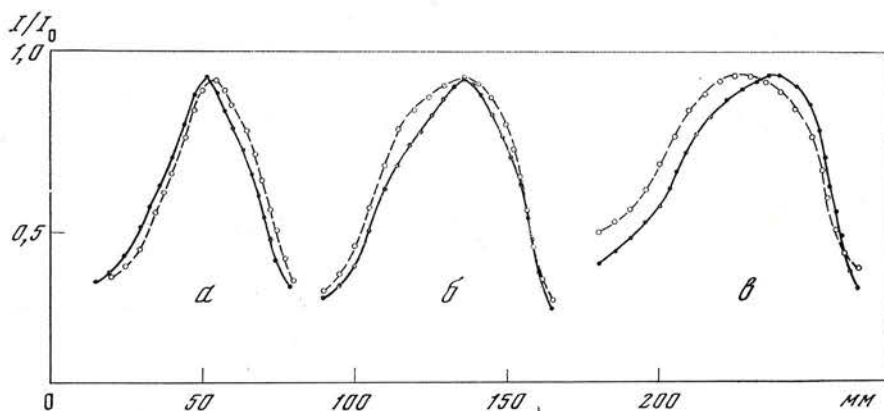


Рис. 4. Контуры линии H_{α} в двух поляризациях для некоторых узлов вспышки 14.VI 1972 г.

a — разрез 4 , $8^{\text{h}}20^{\text{m}},5$; b — разрез 5 , $8^{\text{h}}24^{\text{m}},5$; b — разрез 6 , $8^{\text{h}}24^{\text{m}},5$. Обозначения те же, что на рис. 2

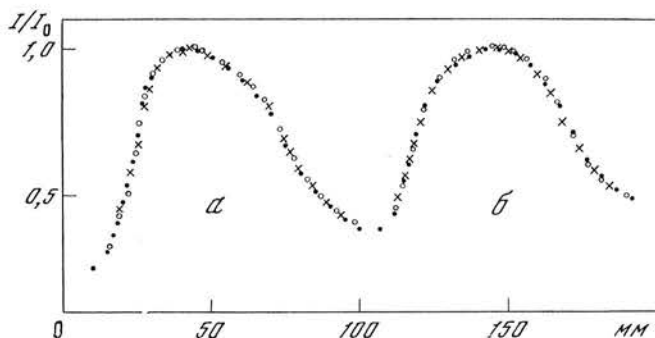


Рис. 5. Контуры линии H_{α} для разреза 6 во вспышке 14.VI 1972 г. по трем различным записям на МФ-4

a — в одной поляризации, b — в другой

фотометрии. На рис. 5 различными значками нанесены контуры линии H_{α} для разреза 6 (табл. 2), полученные по трем записям на микрофотометре. В табл. 2 представлены разности длин волн центров тяжести эмиссии в двух поляризациях для обработанных узлов вспышки. Если интерпретировать эти разности как магнитное расщепление линии, то напряженность магнитного поля в одном из узлов вспышки достигает 9000 гс . Однако такие большие значения в свете существующих представлений о структуре магнитных полей в солнечной атмосфере маловероятны.

В [6], где исследуются магнитные поля в активных протуберанцах, авторы также отмечают, что в ряде случаев их измерения дают настолько

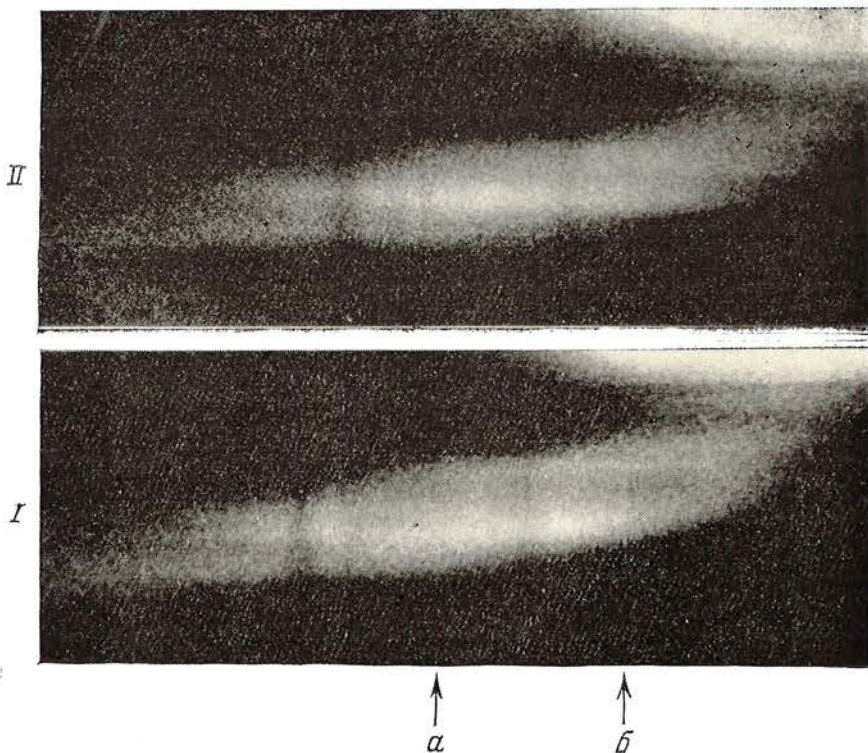


Рис. 6. Часть поляризационной спектрограммы вспышки 14.VI 1972 г., $8^h20^m,5$

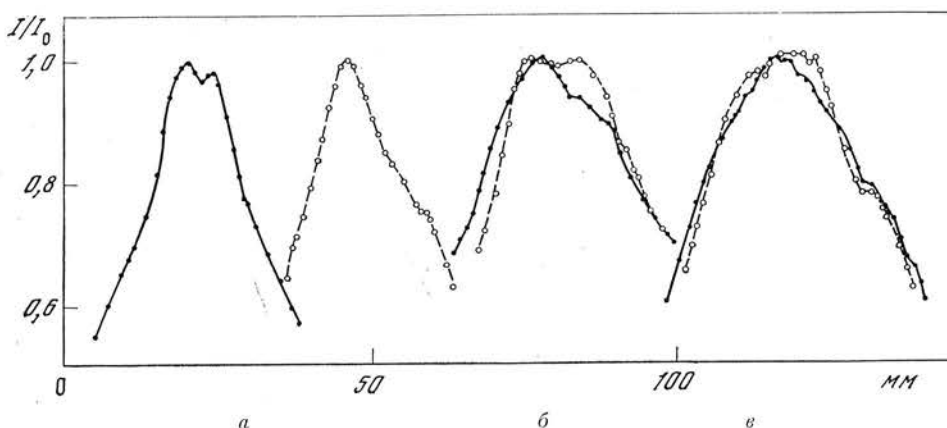


Рис. 7. Фотометрический разрез узлов вспышки 14.VI 1972 г. перпендикулярно направлению дисперсии на спектрограммах в $8^h20^m,5$ (а, б) — места разрезов отмечены стрелками на рис. 6 — и в $8^h24^m,5$ (в)

Точки — одна поляризация, кружки — другая

большие различия в длинах волн в спектрах противоположной поляризации, что величины полей превышают напряженности магнитных полей солнечных пятен. Авторы предполагают, что кроме магнитных полей действуют другие, невыясненные эффекты.

Благодаря хорошему качеству спектрограмм при тщательном исследовании их нами были выявлены следующие особенности эмиссии в некоторых узлах вспышки. Некоторые узлы вспышки состоят из структурных элементов, имеющих различную поляризацию. Так, на рис. 6 представлена часть поляризационной спектрограммы эмиссии вспышки, полученной в $8^h20^m,5$. Как видно из рис. 6, в одной поляризации (I) вспышечный узел

Рис. 8. [То же, что на рис. 7, но для спектрограммы в $8^h 16^m$

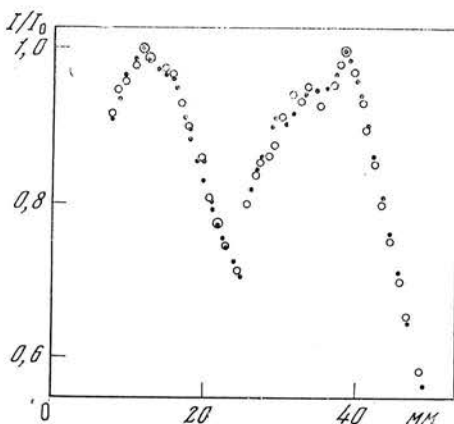
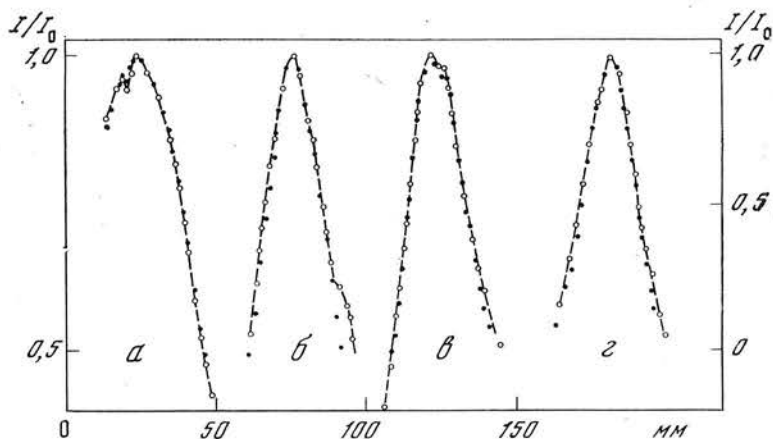


Рис. 9. То же, что на рис. 7, но для узлов протуберанцев а, г — 31.V 1972 г.; б, в — 3.V 1972 г. Правая шкала по оси ординат относится к разрезу г



состоит из двух эмиссионных полос, а в другой (II) — из одной. Фотометрический разрез этого узла, сделанный перпендикулярно направлению дисперсии, также четко показывает отмеченную выше особенность (рис. 7). Существенное различие в распределении относительной интенсивности поперек эмиссионного узла на спектрах в противоположных поляризациях выявляется также для ряда других узлов (см. рис. 7). Но не все детали вспышки показывают такую особенность. На рис. 8 представлены разрезы перпендикулярно направлению дисперсии эмиссии двух узлов вспышки на спектрограмме, полученной в $8^h 16^m$, где мы видим хорошее совпадение распределения интенсивности поперек полосы эмиссии в двух поляризациях. Для спектрограммы, полученной в $8^h 19^m$, для двух эмиссионных узлов наблюдается соответствие в распределении интенсивности, а для третьего — существенное различие.

При фотометрии структурных деталей протуберанцев перпендикулярно направлению дисперсии не обнаружено заметного различия в распределении интенсивности в спектрах противоположных поляризаций (рис. 9).

Вспышки на диске. Вспышка балла 2 в 28.V 1972 г. началась около 16^h , в 19^h еще не закончилась. Начиная с $16^h 38^m$ на МБСТ получена серия спектрограмм с поляризационной оптикой в области линий H_{α} и $D_1, D_2 Na$. Обработка линий Na [11] показала наличие сдвига эмиссии на спектрограммах в противоположных поляризациях; если этот сдвиг вызван магнитным расщеплением, то величина магнитного поля в области свечения $D_1, D_2 Na \leq 1000$ гс.

Далее нами изучена спектрограмма вспышки в линии H_{α} , полученная в $16^h 38^m$, на которой эмиссия наиболее яркая и протяженная (рис. 10).

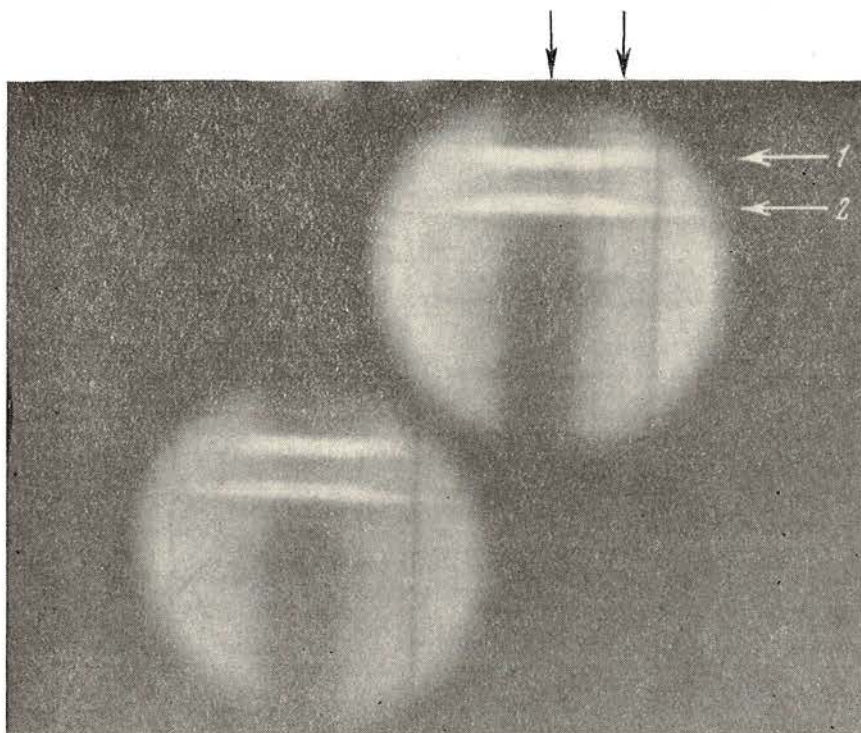


Рис. 10. Спектрограмма вспышки на диске балла 2 в 28.V 1972 г. через призму Волл-стона, 16^{h38m}

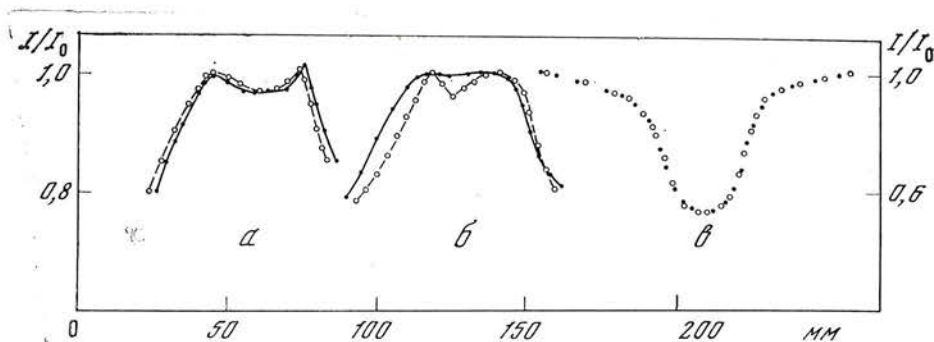


Рис. 11. Контуры эмиссионной линии H_{α} во вспышке 28.V 1972 г. в двух поляризациях (обозначены темными и светлыми кружками)

a — разрез 1, $б$ — разрез 2; $в$ — контуры в невозмущенной области фотосферы (шкала по оси ординат справа)

Фотометрические контуры H_{α} для узла 1 и 2 вспышки представлены на рис. 11. Там же для сравнения приведены фотометрические контуры невозмущенной фотосферы вблизи вспышки. Как видно из рис. 11, различия в эмиссионных контурах H_{α} в двух поляризациях существенны, в то время как контуры линии H_{α} в невозмущенной фотосфере практически совпадают.

Были сделаны фотометрические разрезы эмиссии перпендикулярно направлению дисперсии (места разрезов отмечены стрелками на рис. 10) через ядро линии H_{α} , а для эмиссии в узле 2 также и в красном крыле (рис. 12). Если для ядра линии распределение эмиссии перпендикулярно направлению дисперсии неплохо совпадает, то в красном крыле наблюдается

Рис. 12. Фотометрические разрезы двух эмиссионных узлов вспышки 28.VI 1972 г. перпендикулярно направлению дисперсии через ядро линии H_{α} (а, б) и в красном крыле (в) для узла 2. Места разрезов отмечены вертикальными стрелками на рис. 10

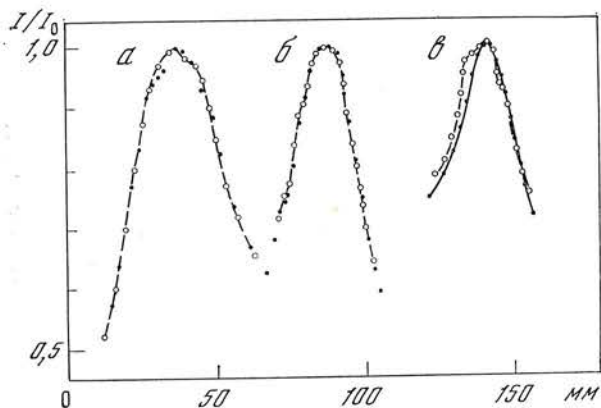


Рис. 13. Поляризационная спектрограмма вспышки на диске балла 1n 14.VI 1972 г., 8^h56^m

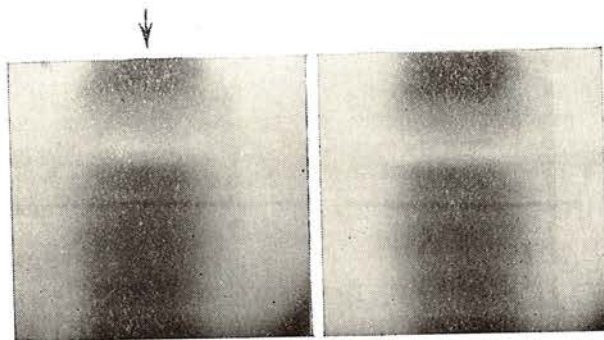
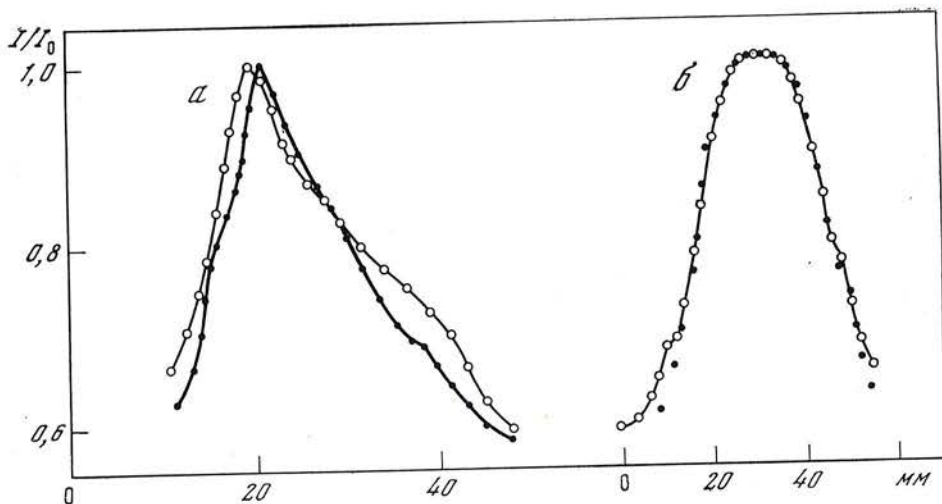


Рис. 14. Фотометрические разрезы перпендикулярно направлению дисперсии для различных мест вспышки на диске 14.VI 1972 г. в двух поляризациях а - 8^h56^m, б - 9^h07^m



существенное различие. В данном случае также имеется указание на наличие поляризованных структурных элементов вспышки.

Вспышка балла 1n 14.VI 1972 г. началась в 8^h33^m, в 9^h40^m закончилась. Начиная с 8^h52^m получен ряд спектрограмм вспышки в линии H_{α} с поляризационной оптикой. Спектрограммы, снятые в 8^h56^m и 8^h56^m,5 (разрезы через эмиссию вспышки, расположенную у восточного ядра лидирующего пятна), показывают четкое различие вида эмиссии в противоположных поляризациях (рис. 13 и 14). На спектрограммах, относящихся к другому месту вспышки, этих различий нет (см. рис. 14).

Таким образом, выполненные нами измерения позволяют сделать вывод о том, что в некоторых узлах вспышек обнаруживается тонкая структура эмиссии, причем элементы структуры имеют различную поляриза-

цию. Этим можно объяснить большие различия в контурах линии в противоположных поляризациях при фотометрии узла вспышки в целом.

3. Определение степени поляризации. Для определения степени и характера поляризации эмиссии необходимо исключить влияние инструментальной поляризации.

При наблюдениях на лимбе инструментальная поляризация определялась по фону рассеянного света (ореолу) на участке спектра, где отсутствовала эмиссия (т. е. ореол на той же высоте, что и эмиссия, но в несколько другой длине волны). При наблюдениях на диске для определения инструментальной поляризации использовался спектр невозмущенной области солнечного диска. Поляризация вычислялась по формуле

$$p = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2),$$

где I_1 и I_2 — интенсивности в двух спектрах с разной поляризацией, относящиеся к одному и тому же месту.

В табл. 3 приведены значения инструментальной поляризации p_i и значения поляризации эмиссии, полученные по максимальным интенсивностям линии H_α (p'). В последней графе табл. 3 приведены значения поляризации эмиссии с учетом инструментальной поляризации $p = p' - p_i$. Как видно из табл. 3, для узлов протуберанцев и вспышек степень поляризации (p') заметно отличается от степени поляризации ореола и непрерывного спектра (p_i). Кроме того, для разных деталей на Солнце получается различная степень поляризации.

Таблица 3

Дата, 1972 г.	Разрез	p_i , %	p' , %	p , %	Дата, 1972 г.	Разрез	p_i , %	p' , %	p , %
3.V	Протуберанцы				14.VI Лимб	4	3,0	19,0	16,0
	1	10,3	8,2	-2,1		5	3,7	11,0	7,3
	2	11,2	7,2	-4,0		6	5,7	4,9	-0,8
31.V	1	8,7	5,3	-3,4	28.V Диск	1	4,6	4,3	-0,3
	2	8,3	3,7	-4,6		2	4,4	4,6	0,2
	3	9,3	4,3	-5,0		3	4,6	6,5	1,9
	4	10	4,5	-5,5	14.VI Диск	1	4,4	9,9	4,5
	5	6,6	4,9	-1,7		2	4,0	6,5	2,5
14.VI Лимб	Вспышки				15.V Диск	3	4,5	8,6	4,1
	1	2,4	6	3,6		1	2,7	1,1	-1,6
	2	5,1	8,1	3,0		2	2,7	1,2	-1,5
	3	2,3	12,5	10,2					

На рис. 15 представлен фотометрический разрез перпендикулярно направлению дисперсии линии H_α , выраженный в единицах «невозмущенного» места в линии I_H , на спектрограмме вспышки на диске 14.VI 1972 г. (9^h05^m) и отмечена степень поляризации различных образований p . Если бы излучение вспышек и протуберанцев было неполяризованным, то величина поляризации была бы одна и та же для разных образований на Солнце, невозмущенной фотосферы и ореола и определялась бы инструментальной поляризацией для данного момента.

Исходя из полученных нами результатов мы можем сделать вывод о том, что при наблюдениях с анализатором круговой поляризации в протуберанцах и вспышках в линии H_α обнаруживается заметная поляризация эмиссии. В одних случаях величина поляризации постоянна для узла, а в других изменяется от места к месту, т. е. эмиссионные узлы состоят из различным образом поляризованных структурных элементов. Однако определить характер поляризации (является поляризация линейной или круговой) из данных наблюдений мы не можем, так как зеркала телескопа действуют, как фазовая пластинка. Так, согласно расчетам Мое [12] для

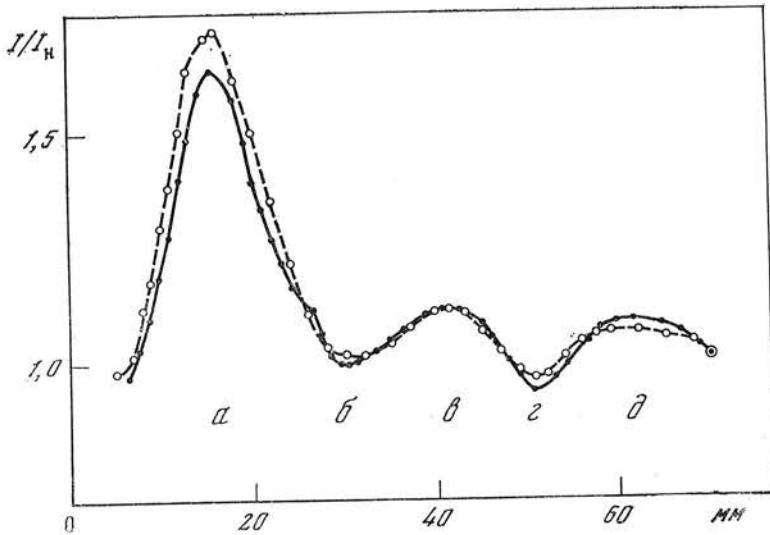


Рис. 15. Поляризация различных солнечных образований в линии H_{α}
 α — вспышечная эмиссия, $p = 2,5\%$; β, γ — волоконца в H_{α} , $p = 1\%$; δ — слабая флоккулярная эмиссия между волоконцами, $p = 0\%$; θ — край полутени пятна, $p = -1\%$

склонений Солнца δ и часовых углов α , близких к нашим, падающий на зеркала башенного телескопа линейно поляризованный свет со степенью поляризации 0,25 преобразуется в эллиптически поляризованный с соотношениями осей эллипса вплоть до 1 : 4 ($\text{tg } (b/a) = 0,25$).

Таким образом, фазовая поляризация телескопа может оказать заметное влияние на наблюдаемое поляризованное излучение в спектральной линии. Однако степень линейной поляризации исследованных нами активных образований должна быть существенной, чтобы объяснить наблюдаемую круговую поляризацию действием инструмента.

Одной из причин линейной поляризации эмиссионной линии может быть резонансное рассеяние. Линейную поляризацию протуберанцев в линии H_{α} наблюдал Лио [13]. Полученные им степени поляризации от 0,8 до 1,5% в несколько раз меньше предсказанных теорией [14]: 1,6—7,5%. Второй причиной линейной поляризации эмиссии может быть поперечный эффект Штарка. Поэтому для выяснения характера поляризации эмиссии вспышек и протуберанцев нужны специальные исследования.

Автор благодарен академику А. Б. Северному за ряд важных критических замечаний.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Zirin, A. B. Severny. Observatory, 1961, N 84, 155.
2. Г. Зирин. Астрон. ж., 1961, 38, 861.
3. Б. А. Иошпа. Геомагнетизм и аэронаука, 1963, 3, 1125.
4. В. А. Котов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 276.
5. Г. Я. Смольков, В. С. Башкирцев. Солнечные данные, 1970, № 11, 97.
6. Г. Я. Смольков, В. С. Башкирцев, В. П. Шмулевский. Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца», вып. 20. М., «Наука», 1971, с. 212.
7. E. Wiehr. Astron. and Astrophys., 1972, 18, 79.
8. А. А. Шпитальная, Г. Ф. Вальшин. Солнечные данные, 1970, № 4, 100.
9. Г. Я. Смольков, В. С. Башкирцев, И. А. Никифорова, Г. Н. Зубкова. Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца», вып. 26. М., «Наука», 1973, с. 78.
10. А. Н. Коваль, П. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, 194.
11. А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 100.
12. К. О. Моe. Inst. Theoret. Astrophys. Blindern-Oslo, Rept N 27, 1968.
13. V. Lyot. C. r. Acad. sci. Paris, 1934, 198, 250; Bull. Soc. Astron. France, 1937, 51, 203.
14. H. Zavstra. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1950, 110, 491.

**РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОГРАММ
МАГНИТОГРАФИЧЕСКОЙ КАЛИБРОВКИ 1974 г.**

К. Пфлюг *, М. Кълваня **, Я. Суда **

Приводится калибровочное сравнение пары магнитограмм из Потсдама (линия 5253,47 Å) и Ондржеёва (линия 5250,22 Å), полученных 17.VI 1974 г., и оценка повторяемости измерений потсдамского магнитографа на основании трех магнитограмм в линии 5253,47 Å, полученных 30.VI 1974 г. На основании фотосферных снимков обсуждаются временные изменения в наблюдаемых активных областях. Для обработки материала использованы интегральный метод и метод «point by point» по Беккерсу.

THE RESULTS OF MAGNETOGRAPH CALIBRATION PROGRAMME 1974, by K. Pflug, M. Klvana, J. Suda.— It is performed both a calibrational comparison of one pair of magnetograms observed at Potsdam (line 5253.47 Å) and Ondrejov (line 5250.22 Å), at 1974, June 17 and an estimation of the internal agreement of three consecutive magnetograms observed at Potsdam in the line 5253.47 Å at 1974, June 30. By use of photospheric photographs we included into the discussion temporal variations within the observed active regions. For the discussion of the data we used as well the integral method as the «point by point method» from Beckers.

В соответствии с международной программой сотрудничества социалистических стран в рамках КАПГ*** с 1974 г. проводились координированные наблюдения магнитных полей Солнца при помощи фотоэлектрических магнитографов. В наблюдениях участвовали обсерватории СССР (КАО; СибИЗМИРАН, Иркутск; ИЗМИРАН, Москва), ГДР (ЦИСЗФ, Потсдам) и ЧССР (АИ ЧСАН, Ондржеёв).

На первом этапе работы решались задачи калибровки магнитографов аналогично программе, которую проводила «Рабочая группа по стандартным наблюдениям солнечных магнитных полей» комиссии № 10 МАС. По имени координатора в дальнейшем эту программу будем называть программой Беккерса. Результаты этой программы опубликованы в отчете комиссии № 10 МАС. В отчет включены только работы СибИЗМИРАНа.

Программа калибровки в рамках КАПГ выполнялась с 15.VI по 15.VII. В течение указанного периода метеорологические условия оказались настолько неблагоприятны, что удалось получить лишь несколько одновременных наблюдений в Потсдаме и Ондржеёве. Ниже приводятся результаты калибровки.

1. Наблюдательный материал

При выборе активных областей, который проводился сотрудниками КАО, предпочитались группы типа Н и I. Группы этого типа изменяются очень медленно, поэтому можно предполагать, что в них будут малы изменения, связанные с развитием области.

* Центральный институт солнечно-земной физики. Потсдам, ГДР.

** Ондржеёвская обсерватория Астрономического института, ЧССР.

*** Комиссии многостороннего сотрудничества академий наук социалистических стран по комплексной проблеме «Планетарные геофизические исследования».

Наблюдения в Потсдаме и Ондражееве проводились при помощи магнитографов, сконструированных в СибИЗМИРАНе. Магнитографы практически не отличаются по конструкции от Иркутского магнитографа, описание которого дано в [1].

Метод наблюдений и обработки, который принят в Потсдаме, описан в [2]. В Потсдаме всегда использовалась линия 5253,47 Å ($g = 1,5$). Эта линия мало чувствительна к температуре и для измерений в активных областях подходит лучше, чем линия 5250,22 Å ($g = 3$). При обработке данных использовалась теоретическая калибровочная кривая.

В Ондражееве сначала использовали линию 5250,22 Å. Магнитограмма, на основании которой мы проводим сравнение, относится как раз к этому периоду. Только во второй части калибровочной программы в Ондражееве перешли на линию 5253,47 Å. Но общих наблюдений по линии 5253,47 Å для сравнения нам в 1974 г. получить не удалось. При обработке данных мы пользовались только линейной частью калибровочной кривой, и поэтому величины магнитных полей, превышающие 500 гс, занижены.

При обработке материала ни в Потсдаме, ни в Ондражееве не учитывалось влияние рассеянного света и инструментальной поляризации.

Данные, характеризующие наблюдательный материал, приведены в табл. 1. Расстояние между разрезами выбиралось в зависимости от высоты щели так, что отдельные разрезы соприкасались.

Таблица 1

Материал наблюдений

Обсерватория	Дата наблюдений, 1974 г.	Время наблюдений UT	Используемая линия Fe, Å	Расстояние начала и конца используемой спектральной области от центра линии, мÅ	Размер входной щели спектрографа (ширина E-W, высота N-S)	Направление сканирования	Скорость сканирования, сек ⁻¹	Размер сканируемой области (E-W) × (N-S)	Положение активной области	Классификация активной области
Ондражеев	17.VI	6.30—7.15	5250	36—120	3,0×5,6	12°NE	4,0	4,6×2,6	15°S, 25°E	H ₅
Потсдам	»	8.10—9.00	5253	»	5,0×6,6	E-W	6,8	5,0×3,7	15°S, 24°E	»
»	30.VI	5.35—5.55	»	»	2,3×4,6	»	3,2	1,4×2,0	8°S, 26°E	I ₂
»	»	6.00—6.25	»	»	»	»	»	2,3×2,3	»	»
»	»	8.05—8.45	»	»	»	»	»	2,3×2,1	»	»

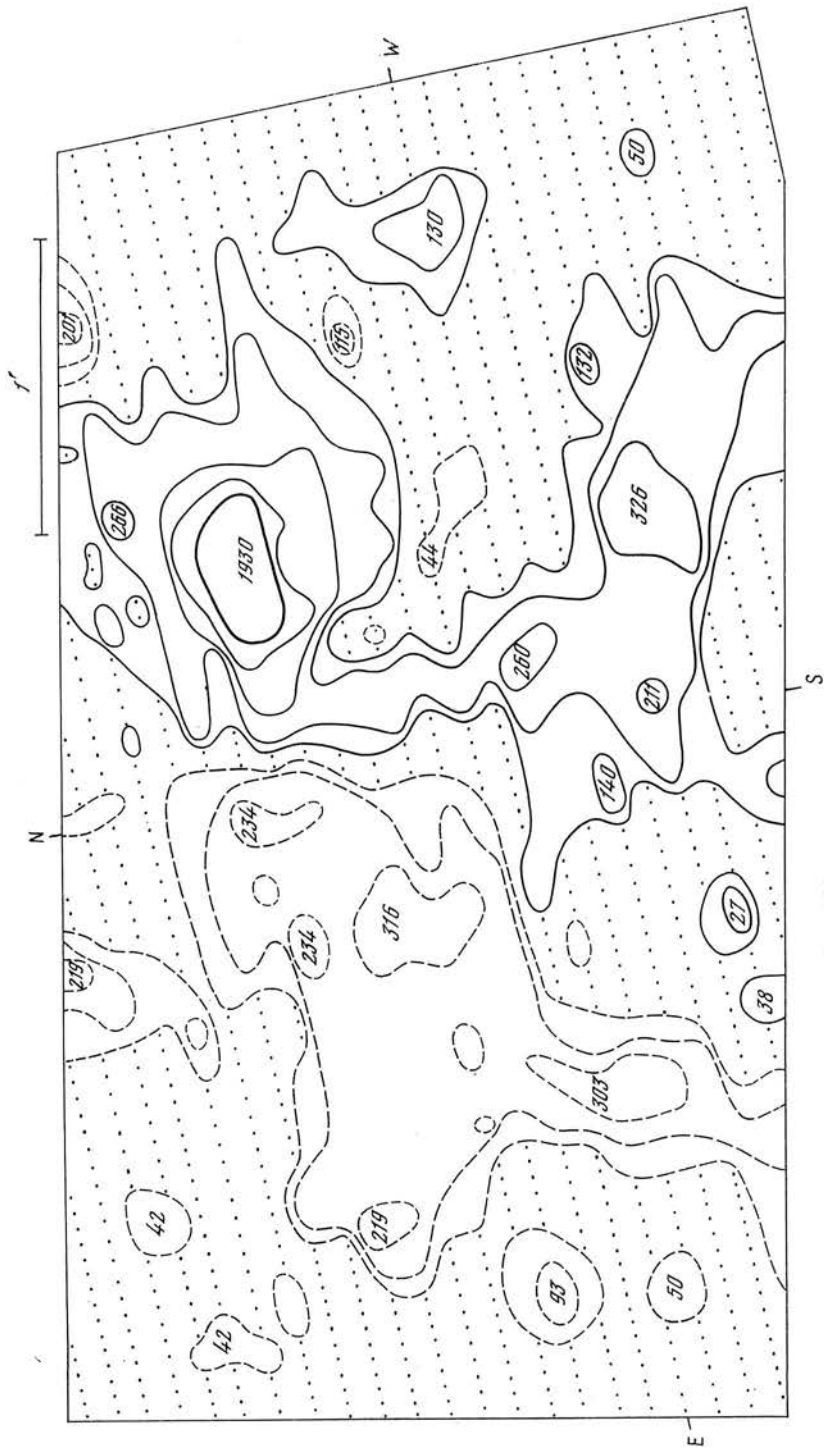
Практически единственным материалом, который можно было использовать для калибровочного сравнения, были магнитограммы, полученные 17.VI 1974 г. Потсдамские магнитограммы 30.VI послужили для определения повторяемости измерений потсдамского магнитографа.

2. Сравнение измерений потсдамского и ондражеевского магнитографов

На рис. 1 приведены магнитограммы 17.VI 1974 г. Сплошной и прерывистой линией здесь показаны линии изогаус северной и южной полярности и отмечены максимальные значения магнитных полей.

Уровни изогаус магнитограмм были определены на основании кривой $H_{\text{Ондражеев}} - H_{\text{Потсдам}}$ (рис. 4), которая является результатом сравнения. Шкалы изогаус следующие:

Потсдам	25, 65, 200, 500, 1000 гс
Ондражеев	27, 56, 160, 410, 630 гс



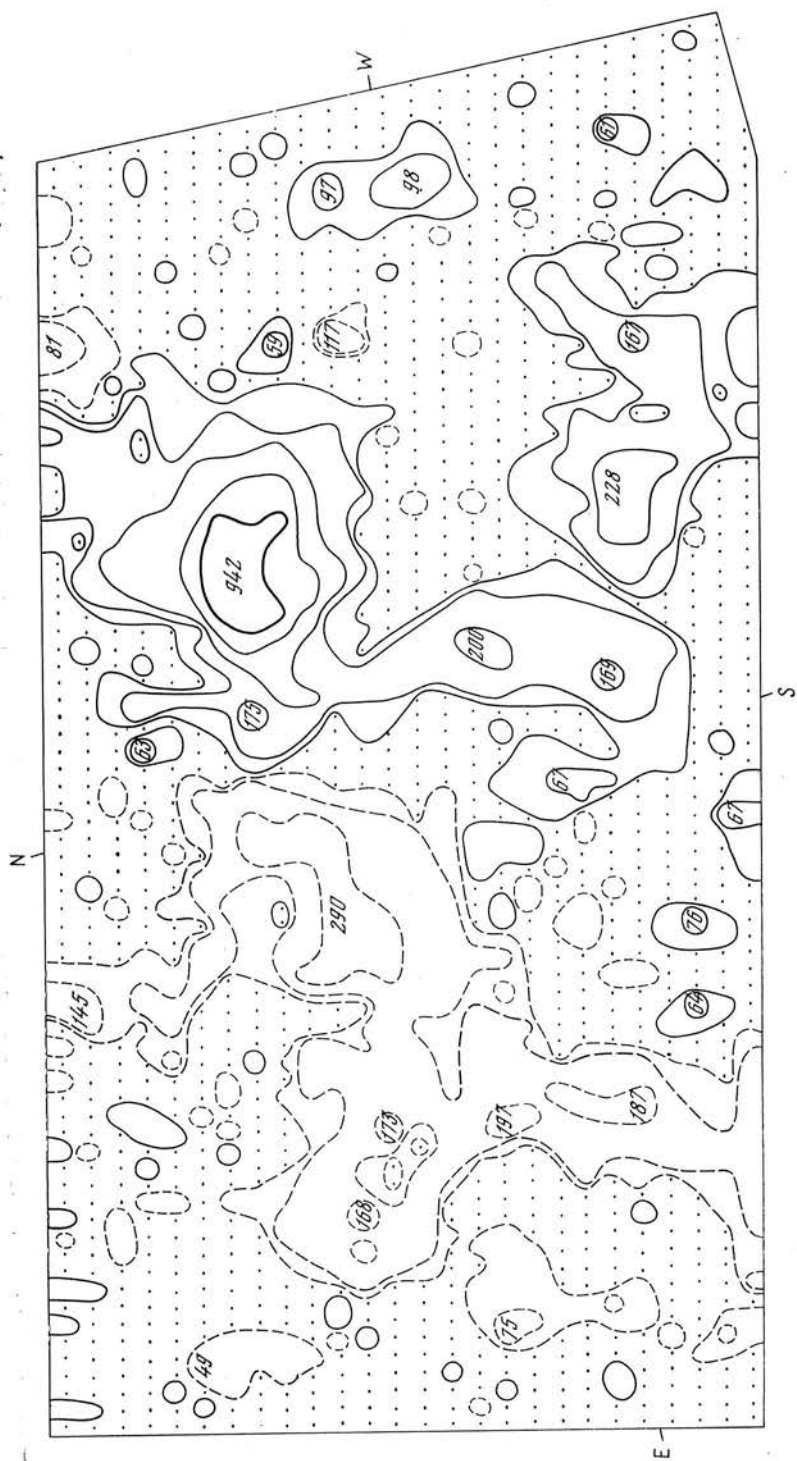


Рис. 1. Магнитогаммы 17.VI 1974 г.
 а — Ондражѣв, 6.30—7.15 UT, уровни изогаммы: 27, 56, 100, 410, 630; б — Потслам, 8.10—9.00 UT, уровни изогаммы: 25, 65, 200, 500, 1000

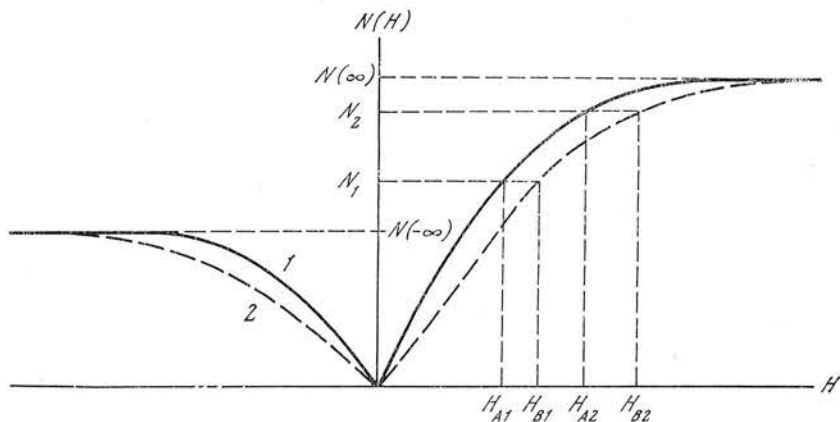


Рис. 2. Схематическое изображение интегрального метода

1 — $N_A(H_A)$; 2 — $N_B(H_B)$

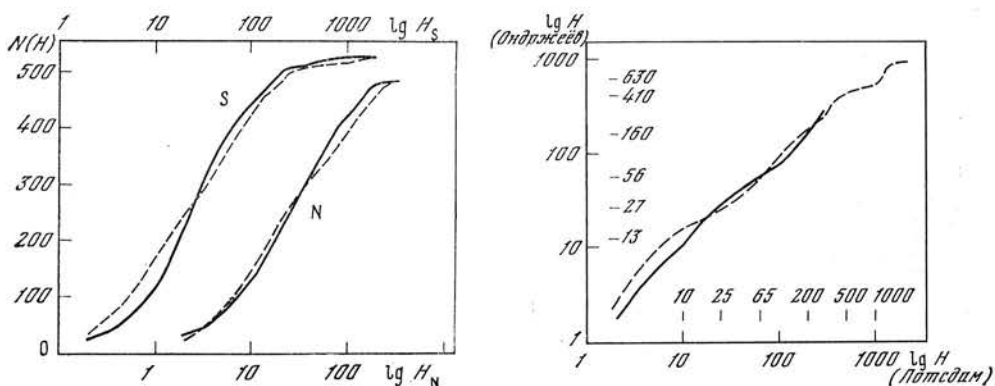


Рис. 3. Сравнение наблюдений продольного магнитного поля 17.VI 1974 г. при помощи интегрального метода (зависимость функции $N(H)$ от напряженности магнитного поля) Сплошная линия — Ондřejев, 6.30—7.17, штриховая — Потсдам, 8.10—9.00

Рис. 4. Результат сравнения наблюдений продольного магнитного поля 17.VI 1974 г. при помощи интегрального метода

Зависимость $\lg H_{\text{Ондřejев}}$ от $\lg H_{\text{Потсдам}}$ сплошная линия — северная полярность, штриховая — южная

В случае, когда магнитное поле меньше самого нижнего уровня, на карте наносилась точка, положение которой определяет место, где проводится отсчет величины магнитного поля.

Направление сканирования в Ондřejеве и Потсдаме различается на 12° . Расстояние между отдельными разрезами в Ондřejеве 5",6; в Потсдаме 6",6; расстояние между измеряемыми точками в направлении сканирования 3",5 и 3",2 соответственно.

Общая часть измеряемой области на ондřejевской магнитограмме содержит 2000 точек и на потсдамской 1873 точки. Разность в числе точек мала, и поэтому не проводилось коррекции за разное пространственное разрешение.

Для сравнения мы по примеру программы Беккера использовали два метода, интегральный метод и метод «point by point» (метод соответствующих точек).

Интегральный метод [3] применим только для строго общих частей активной области. Сначала определяем число точек $N(H)$, которые находятся в интервале между 0 и H гс, и строим кривую $N(H)$ в зависимости от H для каждой магнитограммы отдельно. Функция $N(H)$ равна нулю для

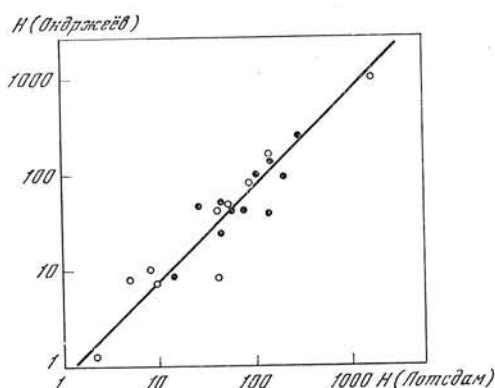
$H = 0$ и является монотонной. $N(\infty)$ равно числу всех точек с положительным значением магнитного поля, $N(-\infty)$ — числу точек с его отрицательным значением (рис. 2). В таком случае $N(\infty) + N(-\infty)$ должно равняться общему числу точек, взятых на магнитограмме.

В случае, когда использованная часть калибровочной кривой является монотонной функцией, будет монотонной и связь между H_A на магнитограмме A и H_B на магнитограмме B . В случае, когда уровни H_A соответствуют уровням H_B , будет выполняться также уравнение $N_A(H_A) = N_B(H_B)$.

Сравнивая кривые N_A и N_B для уровней N_i ($i = 1; 2; \dots$), мы получим точки H_{Ai} и H_{Bi} , при помощи которых можно построить соотношение между H_A и H_B . Небольшое различие в пространственном разрешении было исключено путем нормирования. Общие числа точек 2000 и 1873 были нормированы к числу 1000. Кривые $N(H)$, которые мы получили, показаны на рис. 3 отдельно для северной и южной полярности. Используя кривые $N(H)$, мы построили соотношение между $H_{\text{Ондражэв}}$ и $H_{\text{Потсдам}}$, являющееся результатом нашего сравнения (рис. 4).

Рис. 5. Результат сравнения наблюдений продольного магнитного поля 17.VI при помощи метода „point by point“ (точки нанесены при помощи искусственной сетки)

Кружки — северная полярность, точки — южная



Метод «point by point», примененный Беккерсом, учитывает геометрическое распределение точек в областях, но является более трудоемким.

Наша модификация метода «point by point» имела два варианта. В первом варианте мы по конфигурации изогauss выбирали одинаковые площадки, содержащие 2×3 точки, по ним проводили усреднение и результат наносили на график (не приведен). Совпадение на этом графике было очень хорошее, однако метод выбора точек субъективен.

Во втором варианте мы по основным максимумам поля нашли общую относительную ориентацию обеих магнитограмм и наложили на них координатную сетку. По сетке мы определили положение соответствующих площадок и дальше поступали так же, как в первом случае. Второй вариант более объективен, но в случае сдвигов отдельных участков активной области дает большой разброс. Кроме того, трудно найти точное соответствие площадок для сканов под разными углами, что в случае больших градиентов тоже ведет к разбросу точек.

Результат, полученный этим более объективным методом, показан на рис. 5. В случае, когда $H_{\text{Ондражэв}} = AH_{\text{Потсдам}}$, можно просто определить постоянную величину A . С помощью метода уравнительного вычисления получаем коэффициент пропорциональности $A = 1,3 \pm 0,2$. Прямая, показанная на рис. 5, соответствует этому отношению, но результат надо уточнить на большем материале.

Из этого видно, что для магнитограмм, полученных при сканировании под разными углами, целесообразнее использовать интегральный метод, который не подвержен влиянию относительных сдвигов отдельных участков в активной области, если только они не выходят за рамки общей части магнитограмм.

Расхождения, которые здесь имеют место, можно объяснить тем, что, во-первых, в Ондражееве была использована только линейная часть калибровочной кривой; во-вторых, в обеих обсерваториях не проводились коррекции за рассеянный свет и инструментальную поляризацию, которые особенно существенны в тени и полутени пятна, и, в-третьих, были использованы разные спектральные линии.

3. Развитие активной области в фотосфере

Изучаемая нами активная область содержала группу пятен, которая прошла максимум своего развития (группа № 90 по бюллетеню «Солнечные данные», время прохождения через центральный меридиан 19,3.VI). Фотографические наблюдения с большим разрешением [4] покрывают интервал восьми дней, т. е. почти все время видимости группы на солнечном диске вплоть до ее полного исчезновения. Это позволило проследить за изменениями, которые сопровождали развитие области.

В течение всего дня 17.VI 1974 г. была получена большая последовательность снимков, из которых можно выбрать материал для обсуждений точности и достоверности имеющихся магнитограмм. Весь комплекс материала позволяет рассматривать отношения между тонкой структурой магнитных полей и тонкой структурой видимых солнечных пятен.

Фотографии дают возможность определить области, в которых в течение измерений магнитного поля происходили изменения, и области, которые практически не изменялись, что очень важно для сравнения магнитограмм.

Из фотографического материала следует, что группа находилась на стадии распада. Происходило расширение яркого моста, разделяющего тень пятна на две части. Активные изменения в пятне и окружающей его фотосфере связаны с развитием этого моста. Полное отделение пятен и преобразование моста в полосу фотосферы произошло только 18.VI в середине дня, т. е. через день после получения магнитограмм.

Снимки (рис. 6) показывают, что 17.VI в районе пятна наблюдался импульс активности, который начинался в N-области пятна, в районе основания моста, и постепенно передвигался вдоль моста в южном направлении. Активность проявлялась в разрушении структуры полутени, возникновении новых пор и их совокупностей. Активность распространялась с N-края полутени в направлении NW в область фотосферы, где также возникали новые центры и их совокупности с частично возникающей полугенью.

Интересно, что активные изменения в фотосфере были направлены в область, где оба магнитографа показывают противоположную полярность магнитного поля. Карты лучевых скоростей тоже показывают в этой области ряд особенностей. К обсуждению этого явления мы вернемся, когда будет обсуждаться развитие данной группы в течение всего наблюдательного периода.

В течение дня и на следующий день активность в фотосфере передвигалась с N-края восточной части пятна через мост в S-область западной части пятна. Для этой фазы развития характерно постепенное увеличение яркости гранулярной структуры моста на границе с тенью пятна. Кажется, что за увеличением излучения гранул следует возникновение нового темного пространства в прилегающей части уже существующего пятна.

Быстрые изменения, видимые в фотосфере, показывают, что как в самом пятне, так и в окружающей его фотосфере происходят изменения в конфигурации локального магнитного поля, что и отражается на результатах сравнения магнитограмм.

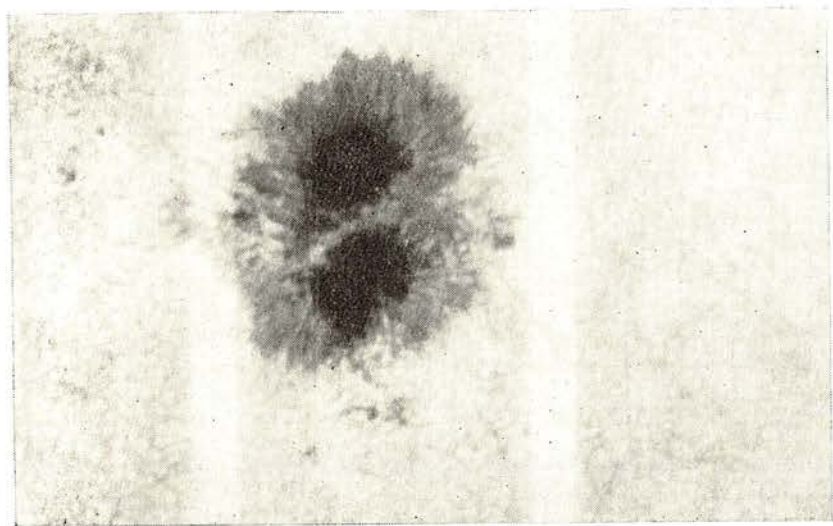
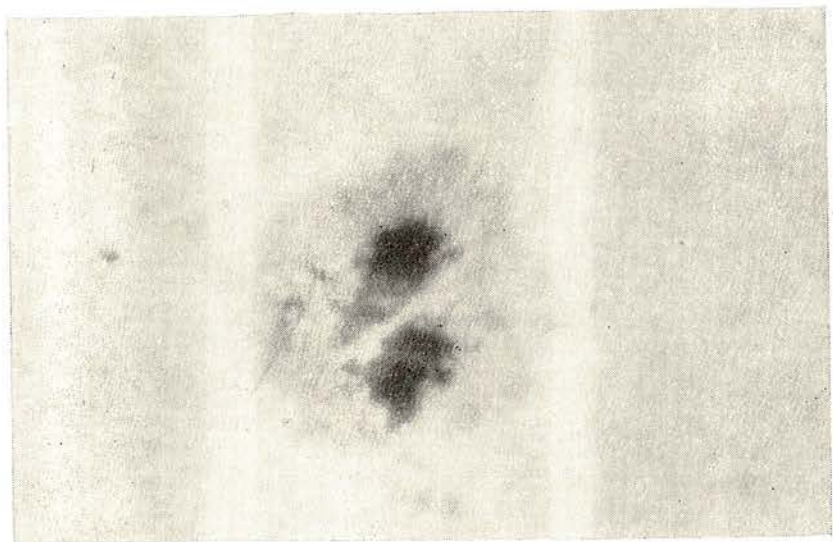
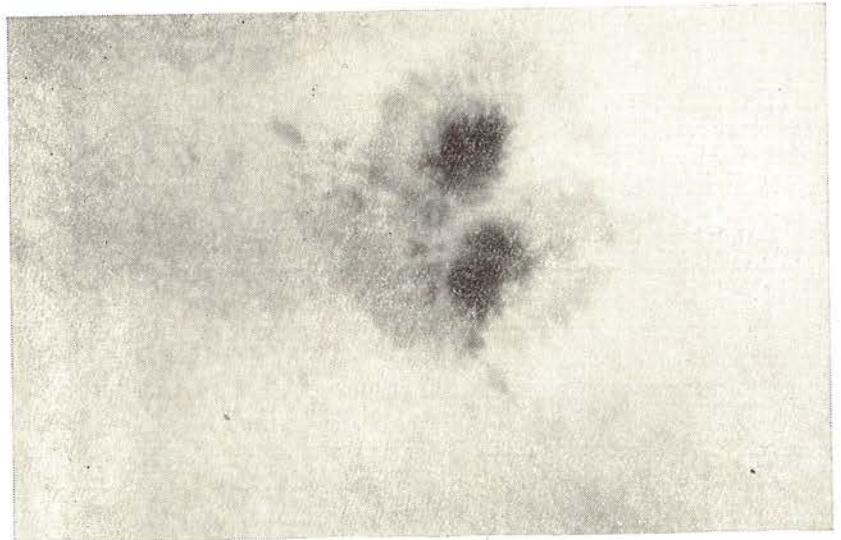


Рис. 6. Фотосферные снимки группы пятен, полученные в Ондражёвской обсерватории 17.VI 1974 г.
Слева — 6.10 UT, в середине — 6.19, справа — 11.06, север вверху, восток слева

4. Повторяемость потсдамских измерений

Три потсдамских измерения, которые мы для этой цели использовали, были получены в течение трех часов, что примерно соответствует временному различию между магнитограммами, которые сравнивались раньше. На рис. 7 представлены магнитограммы, построенные так же, как и на рис. 1. Разницы в максимальных величинах магнитных полей, которые мы видим на магнитограммах, могут быть обусловлены погрешностью измерений. Для сравнений, которые мы проводим дальше, мы использовали оба метода.

При помощи интегрального метода мы построили кривые $N(H)$, которые находятся в средней и правой части на рис. 8. Эти кривые аналогичны кривым рис. 3. Три кривые, построенные для S-полярности, сильно расходятся в области до -40 гс. Они указывают на то, что магнитные поля до -40 гс сильно менялись. Это можно заметить и при рассмотрении магни-

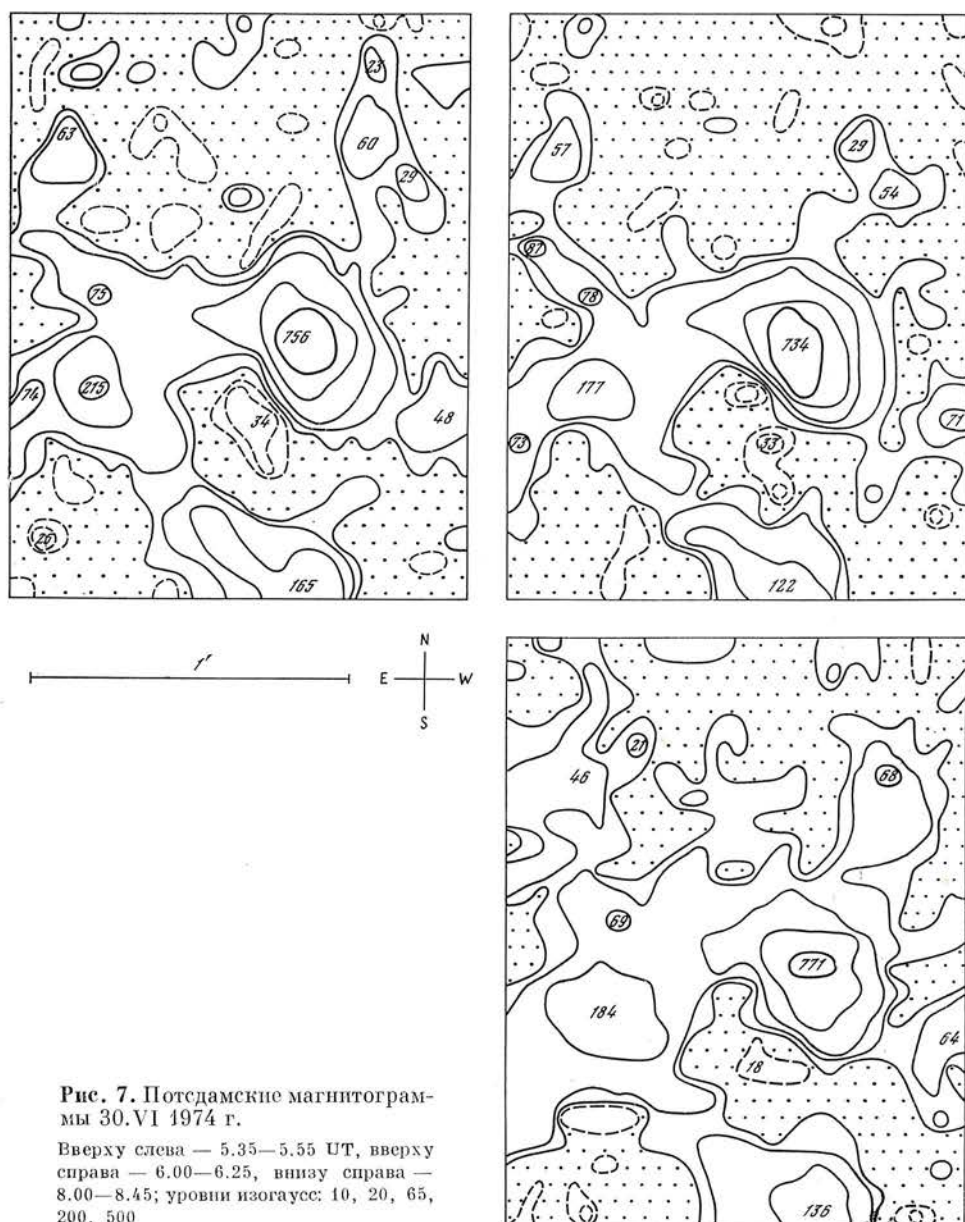


Рис. 7. Потсдамские магнитограммы 30.VI 1974 г.

Вверху слева — 5.35—5.55 UT, вверху справа — 6.00—6.25, внизу справа — 8.00—8.45; уровни изогаус: 10, 20, 65, 200, 500

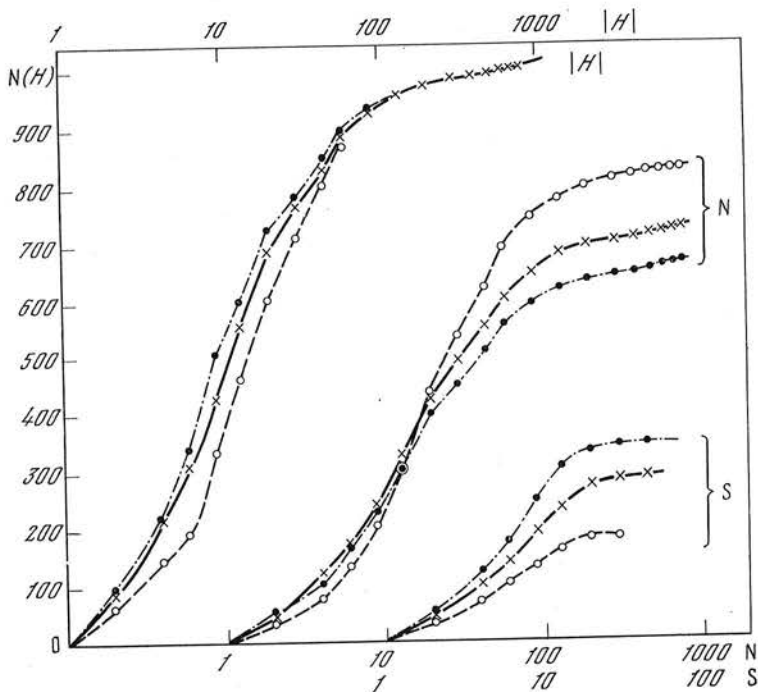


Рис. 8. Сравнение потсдамских наблюдений продольного поля 30.VI 1974 г. при помощи интегрального метода (зависимость функции $N(H)$ от напряженности магнитного поля)

Крестики — 5.35—5.55 UT; точки — 6.00—6.25; кружки — 8.00—8.45

тограмм на рис. 7. На магнитограмме 8.0—8.45 почти нет слабых полей S-полярности.

Из этого мы видим, что интегральный метод не пригоден для развивающихся групп. Проверка нуля-пункта магнитографа показала, что эффект сдвига нуля здесь не проявляется. Наличие изменений в активной области с течением времени можно лучше всего исследовать по табл. 2, где приведено распределение измеряемых точек в зависимости от величины магнитного поля для магнитограмм, в которых изменения проявляются сильнее всего.

По последнему столбцу табл. 2 мы видим, что в области $(0, -40 \text{ гс})$ и больше 300 гс количество точек со временем уменьшалось, а в области $(10, 80 \text{ гс})$ увеличивалось. Тот же результат мы получаем из кривых $N(H)$ на рис. 8, где разные углы наклона кривых обозначают изменение количества точек, соответствующих определенному значению магнитного поля на магнитограммах.

Таблица

Распределение измеряемых точек в зависимости от величины магнитного поля (потсдамские магнитограммы 30. VI 1974 г.)

Область магнитного поля, гс	Число точек		Разность	Область магнитного поля, гс	Число точек		Разность
	6.00—6.25	8.00—8.45			6.00—6.25	8.00—8.45	
$-40 < H \leq -20$	10	2	-8	$20 \leq H < 40$	85	151	66
$-20 < H \leq -10$	63	36	-27	$40 \leq H < 80$	84	124	40
$-10 < H \leq -3$	156	82	-74	$80 \leq H < 160$	39	45	6
$-3 < H < 3$	141	93	-48	$160 \leq H < 300$	14	19	5
$3 \leq H < 10$	162	165	3	$300 \leq H < 600$	16	14	-2
$10 \leq H < 20$	137	178	41	$600 \leq H$	5	3	-2

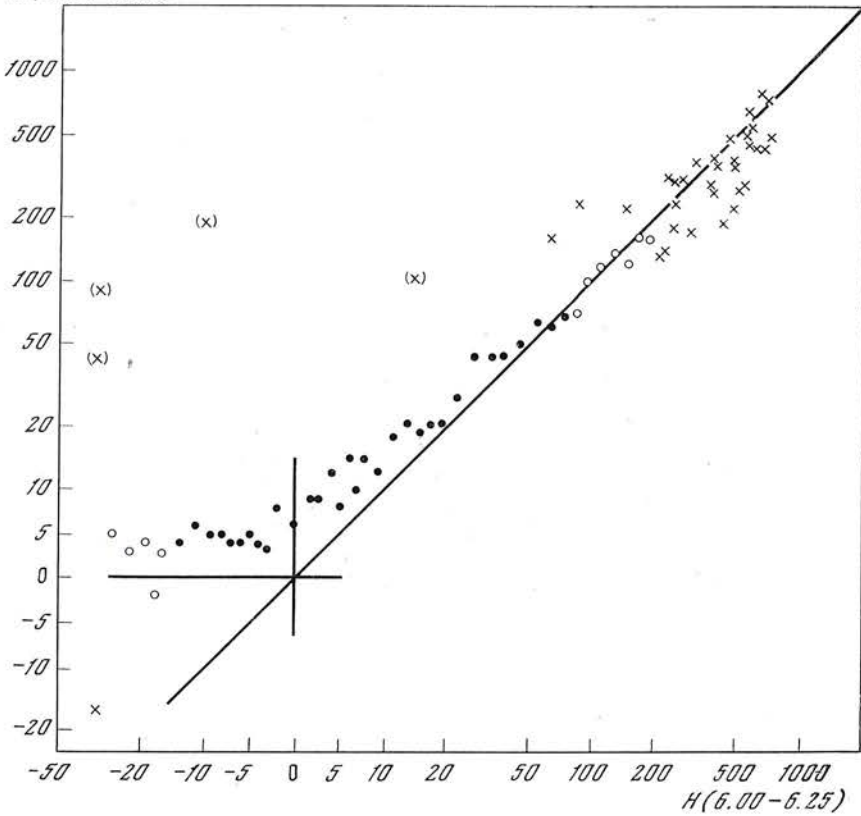
$H(8.00-8.45)$ 

Рис. 9. Результат сравнения наблюдений продольного магнитного поля 30 июня 1974 г. при помощи метода «point by point» (зависимость $H(8.00-8.45)$ от $H(6.00-6.25)$)

Темные кружки — средние значения, получены по 10 и большему числу точек, которые входят в выделенные интервалы на оси $H(6.00-6.25)$; светлые кружки — средние значения, получены по 5—10 точкам, которые входят в выделенные интервалы на оси $H(6.00-6.25)$; крестики — отдельные пары значений магнитных полей из обеих магнитограмм; крестики в скобках — отдельные пары значений магнитных полей из обеих магнитограмм, находившихся в полутени пятна с большим градиентом магнитного поля. Подразделение шкалы:

область $H < -10$ гс: логарифмическая,
 » $-10 \text{ гс} \leq H \leq 10$ гс: линейная,
 » $H > 10$ гс: логарифмическая

В случае, когда используем метод «point by point», описываемые трудности отсутствуют. Этот метод можно было использовать без затруднений, так как разрешение и направление сканирования совпадали. Результат сравнения виден на рис. 9. Отдельные точки были получены так: мы задавали разные интервалы значений величины H для первой магнитограммы (ось абсцисс); находили на этой магнитограмме точки, напряженность поля в которых входила в данный интервал значения H , на второй магнитограмме (ось ординат) находили соответствующие им точки, подсчитывали средние значения H по ним и наносили на график. На графике мы видим реальные соотношения напряженностей магнитных полей. Здесь также обнаруживаются эффекты, которые мы раньше обсуждали.

Можно отметить, что сложности в использовании интегрального метода будут меньше в случае, когда кривую $N(H)$ мы построим для абсолютного значения магнитного поля $|H|$. В этом случае мы не делаем сравнений малых магнитных полей до 40 гс. Кривая $N(|H|)$, которую мы построили, находится на рис. 8 слева. Для магнитных полей $|H| > 100$ гс мы видим хорошее совпадение.

Заключение. Предварительные сравнения потсдамского и ондржеёвского материалов наблюдений показывают довольно хорошее соответствие. Несмотря на это, необходимо проверить результат на большем материале, полученном одновременно для активных областей. С точки зрения обработки выгодно использовать строго одинаковое направление сканирования и по возможности одинаковые условия измерений.

Отношение значений напряженностей магнитных полей в Потсдаме и Ондржеёве получилось примерно 1,3. Эту величину следует уточнить, так как она получена на основании только двух магнитограмм. Для сравнения с результатами Гопасюка [5] и Беккерса [3], которые проводили измерения в линиях 5250,22 и 5253,47 Å, нужно рассчитать влияние ширины щелей, калибровочной кривой и рассмотреть влияние инструментальной поляризации.

При проверке повторяемости потсдамских измерений мы обнаружили, что методы обработки «реагируют» на эффекты развития области, так как эти эффекты в использованном материале имели место, особенно в областях малых полей, то хорошее совпадение получилось в основном для полей больше 200 гс.

В заключение нам хочется поблагодарить В. Бумбу за помощь при обработке материала и полезные советы.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Д. А. Кузнецов, Г. В. Кушлин, В. Е. Степанов. Сб. «Результаты наблюдений и исследований в период МГСС». М., «Наука», вып. 1, 1966, с. 80.
2. G. Bachmann, F. W. Jäger, H. Künzel, K. Pflug, J. Staude. Methodical Experiences Regarding the Measurements of Solar Magnetic Fields at the Sonnenobservatorium Eintienturm, Akademie der Wissenschaften der DDR. NHI-STP-Report. Berlin, 1975, N 4, p. 1.
3. J. M. Beckers. Report of the IAU Commission 10, Working Group on Standardization of Solar Magnetic Field Observations, 1973.
4. V. Bumba, P. Ranzinger, J. Suda. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1973, 24, 22.
5. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, 203.

**РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ
МОЩНОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ
В ИЮЛЕ 1974 г. НА ВОЛНАХ 3,5; 2,5 И 1,9 см**

А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев

Описываются результаты наблюдения локального радиоисточника на Солнце, связанного с группой пятен № 96 (McMath Region 13043) в период с 1 по 7.VII 1974 г. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см.¹

В период высокой активности области помимо всплесков наблюдаются длительные постепенные изменения радиоизлучения со средним периодом 100 мин и практически непрерывные флуктуации излучения с относительно коротким периодом. Обнаружены непродолжительные слабые всплески, во время которых плотность потока радиоизлучения в максимуме увеличивалась с уменьшением длины волны в рассматриваемом диапазоне волн. Приводятся краткие характеристики мощного всплеска, связанного с протонной вспышкой 4.VII 1974 г.

RADIO EMISSION OF INTENSE ACTIVE REGION ON THE SUN IN JULY 1974 AT WAVELENGTHS 3.5; 2.5 AND 1.9 CM, by A. F. Bachurin, A. S. Dvorjashin, N. N. Erjushov.— The radio emission of the local source on the Sun associated with the sunspot group N 96 (McMath Region 13043) from July 1 to July 7 1974 at wavelengths 3.5; 2.5 and 1.9 cm is described.

For the high activity period of the region, besides bursts, long gradual radio emission variations are observed. These variations have a mode with the mean period of 100 min superposed by constant fluctuations with significant shorter time scale. Short weak bursts, for which the peak flux density increases with decreasing wavelength are found. Brief characteristics of the strong burst associated with the proton flare of July 4 1974 are given.

В конце июня — начале июля 1974 г. по диску Солнца проходила группа пятен № 96 [1] (McMath Region 13043 [2]), которая пересекла центральный меридиан 3.VII. Краткое описание группы дано в [3]. В этой группе зарегистрировано много вспышек, одна из которых наблюдалась в белом свете [3] — вспышка 4.VII в 16^h56^m — 16^h58^m UT. Время в дальнейшем везде мировое. В период со 2 по 6.VII, когда группа проявляла наибольшую вспышечную активность, спектр связанного с ней локального радиоисточника в коротковолновой части сантиметрового диапазона отличался от обычно наблюдаемого спектра в этом диапазоне [4]; 2, 3 и 4.VII плотность потока радиоизлучения на волне 2,5 см была выше, чем на волне 3,5 см.

Здесь детально описывается радиоизлучение локального источника (л. и.), связанного с группой № 96, и его всплесковая активность. Наблюдения проводились на РТ-22 КАО АН СССР и заключались в непрерывном слежении радиотелескопом за этой активной областью одновременно на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. С целью обнаружения слабых флуктуаций в радиоизлучении часть сигнала от Солнца компенсировалась сигналом от шумового генератора (ГШ), что позволяло вести прием на более чувствительной шкале.

1. О связи радиоизлучения локального источника с группой пятен

На рис. 1 представлены графики изменения плотности потока радиоизлучения локального источника за период с 29.VI по 10.VII 1974 г. Каждая точка на рис. 1 представляет собой усредненное значение плотности потока за день. Усреднение проводилось, как правило, по двум измерениям, одно из которых делалось обычно утром, другое — к вечеру, в конце наблюдений. На этом же рисунке крестиками нанесены значения истинной площади S_p группы пятен № 96, выраженной в миллионных долях полусферы (м. д. п.) [1]. Стрелкой на оси времени отмечен момент прохождения группы через центральный меридиан.

Из рис. 1 следует, что заметное возрастание плотности потока радиоизлучения началось 1.VII. Максимальный поток излучения от л.и. наблюдается 3—4.VII. Уменьшение плотности потока после максимума происходило с меньшей скоростью, чем его возрастание. Общий ход роста плотности потока радиоизлучения л.и. до максимума хорошо совпадает с ходом увеличения истинной площади группы пятен до момента ее максимального значения (4.VII). После протонной вспышки 4.VII в структуре группы произошли заметные изменения — группа начала распадаться на отдельные части, стала менее компактной, напряженность магнитного поля в пятнах, составляющих группу, стала уменьшаться [5], хотя суммарная истинная площадь ее продолжала еще возрастать вплоть до 5.VII. Возможно, с этими изменениями в группе связано наблюдаемое различие в общем ходе изменения S_p и плотности потока радиоизлучения после 4.VII.

1.VII, когда началось возрастание плотности потока л.и., источник находился от центрального меридиана Солнца примерно на 30° , в связи с чем в этот период эффекты, связанные с направленностью излучения источника, можно не учитывать.

Фотографии рассматриваемой группы 2, 4 и 6.VII 1974 г. приведены на рис. 2. Снимки получены на коронографе КАО АН СССР и предоставлены в наше распоряжение А. Н. Бабиным.

На рис. 2, б в хвостовом пятне хорошо заметна яркая дуга, разделяющая пятно на части. Эта дуга разделяет в пятне области с противоположными полярностями магнитного поля, обуславливая градиенты поля. Как показал А. Б. Северный еще в 1958 г. [6], наличие больших градиентов магнитного поля характерно для областей, где возникают мощные вспышки. 4.VII в этой области возникла протонная вспышка, которая сопровождалась мощным всплеском радиоизлучения.

2. Всплесковая активность группы в период с 1 по 7 июля 1974 г.

Из рис. 1 видно, что сравнительно мощное радиоизлучение локального источника имело место в период с 1 по 7.VII. В этот период наблюдалась наиболее высокая всплесковая активность [1, 2, 7] и зарегистрированы сильные изменения интенсивности радиоизлучения самого л.и.

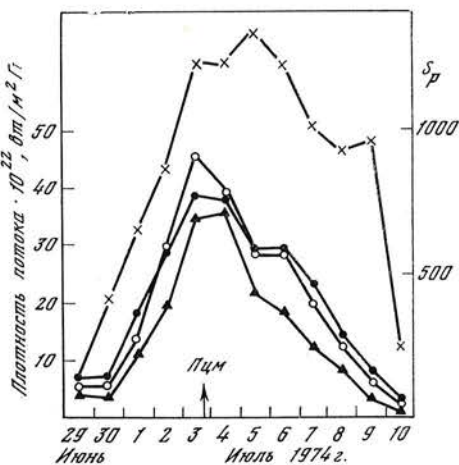


Рис. 1. Изменение плотности потока радиоизлучения локального источника и истинной площади группы пятен ото дня ко дню

Темные кружки — данные по волне 3,5 см, светлые кружки — 2,5 см, треугольники — 1,9 см, крестики — истинная площадь группы пятен № 96

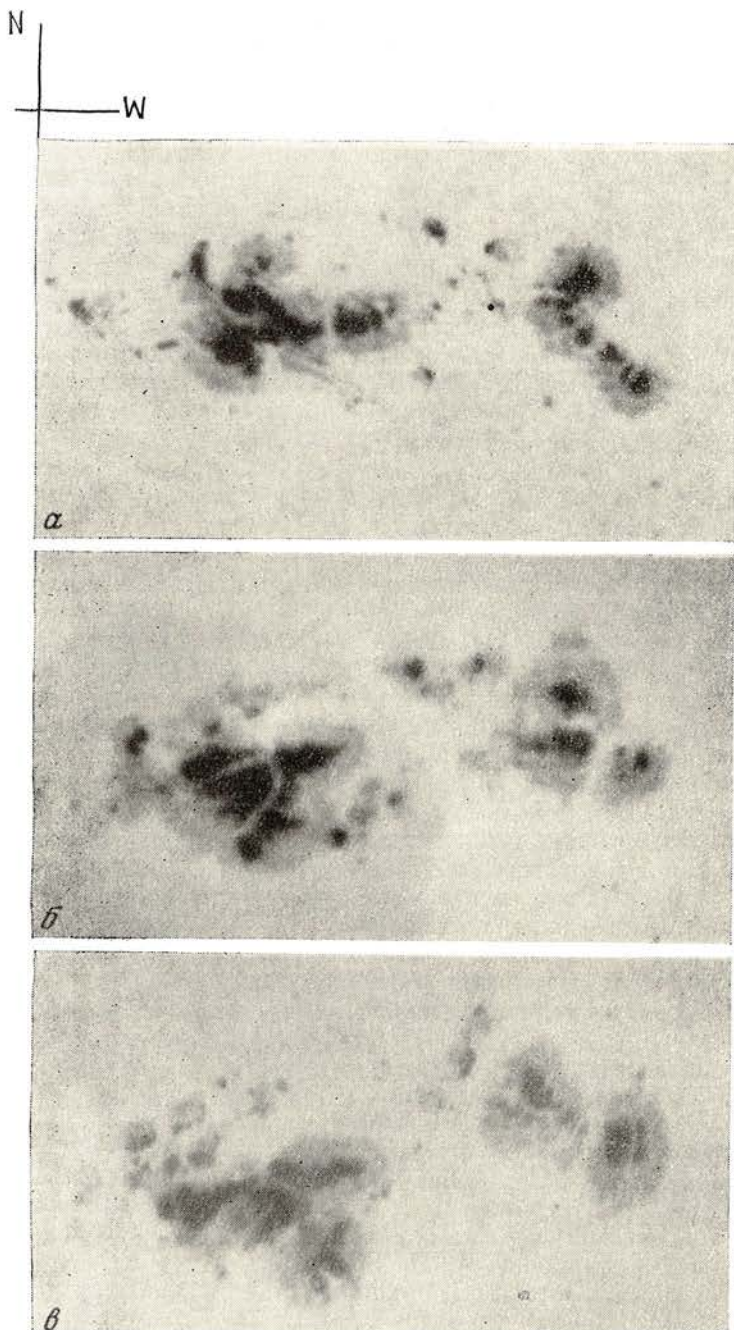


Рис. 2. Фотографии группы пятен № 96

a — 2.VII 1974 г., *б* — 4.VII, *в* — 6.VII

На рис. 3—8 приведены изменения радиоизлучения локального источника для каждого дня в отдельности за период 1—7.VII. По вертикальной оси отложены величины отношения $T_a/T_{a \min}$: T_a — значения антенной температуры, $T_{a \min}$ — минимальные значения антенной температуры, которые наблюдались в каждый данный день. Заметим, что абсолютные значения $T_{a \min}$ различны как для разных дней, так и для разных длин волн. Для более наглядного представления изменений величины $T_a/T_{a \min}$

Рис. 3. Относительные изменения антенной температуры локального источника 1.VII 1974 г. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см

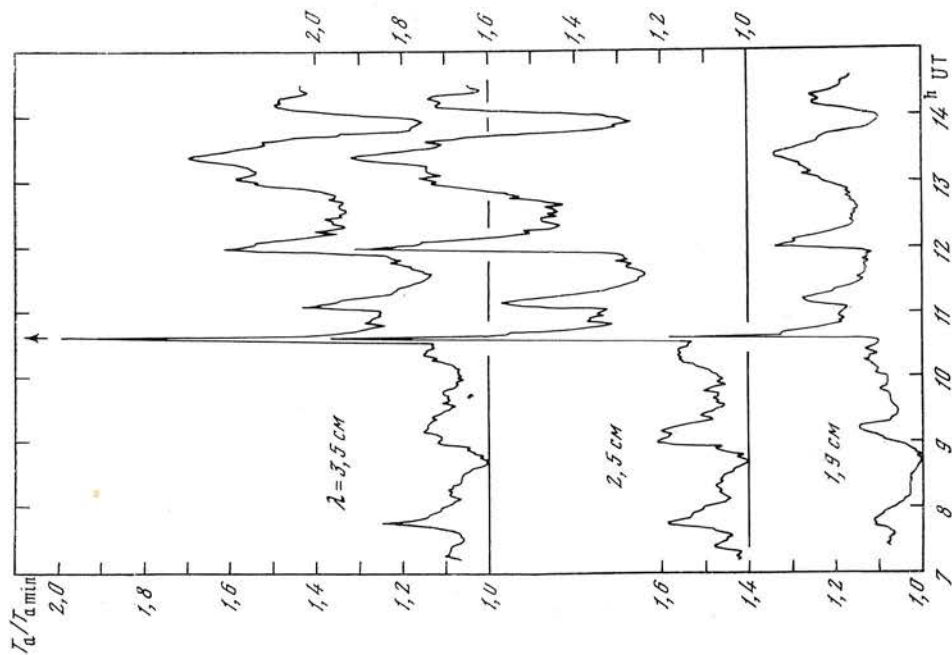
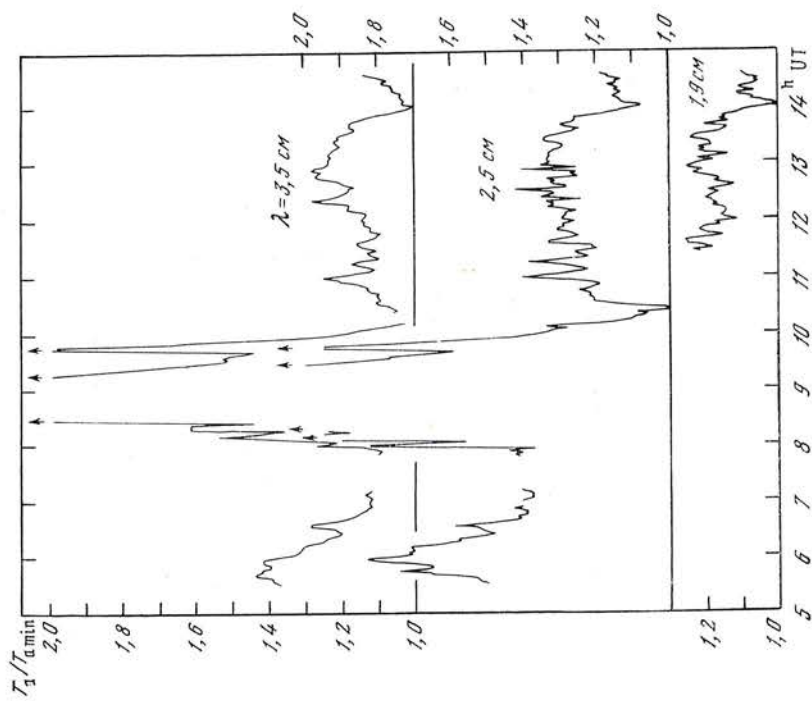


Рис. 4. То же, что на рис. 3, за 3.VII 1974 г.



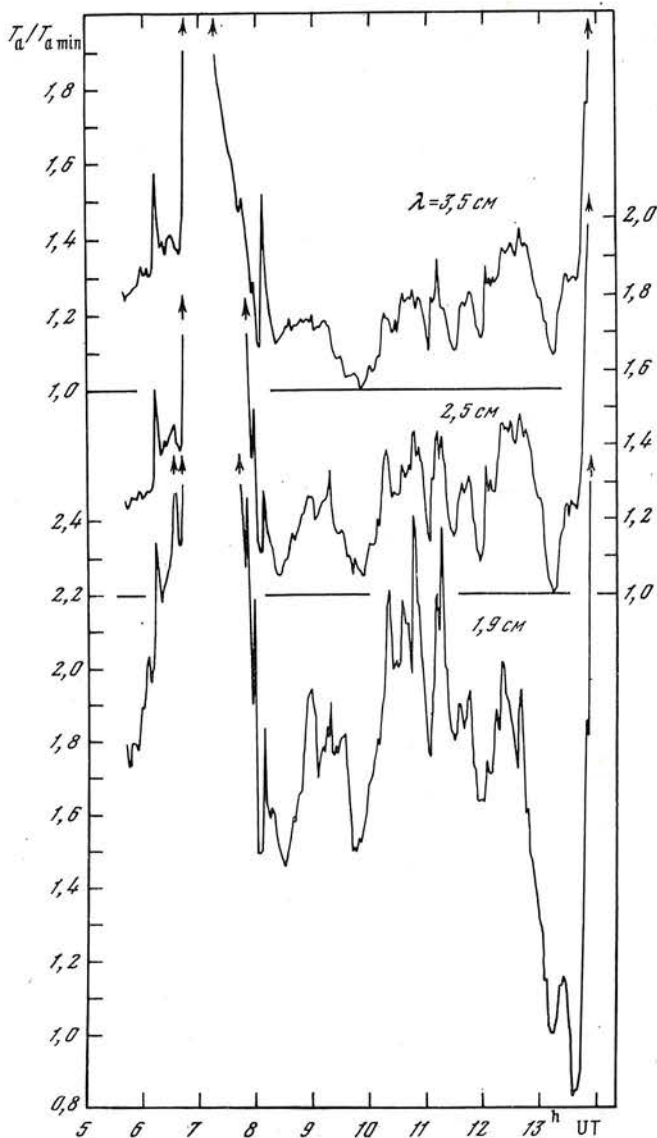


Рис. 5. То же, что на рис. 3, за 4.VII 1974 г.

локального источника масштаб на рисунках выбран таким, что повышения антенной температуры, связанные с мощными всплесками ($T_a/T_{a \min} \geq 2$ — см. стрелки на рисунках), на графиках не указаны. Значения T_a снимались с записей радиоизлучения л.и. на диаграммной ленте через 30 сек. Затем проводилось усреднение по четырем соседним точкам. Усредненные за 2 мин значения $T_a/T_{a \min}$ наносились на рисунок, соседние точки соединены прямыми. Следует отметить, что вследствие усреднения значения $T_a/T_{a \min}$ в максимумах всплесков на рис. 3—8 несколько занижены.

В период с 1 по 7.VII в этой области зарегистрировано большое число всплесков радиоизлучения в сантиметровом диапазоне. Область была особенно активной 3, 4 и 5.VII. В эти дни в ней возникали мощные вспышки. Укажем на ряд всплесков с плотностью погока радиоизлучения больше $10 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гу. Наибольшее число радиовсплесков в сантиметровом диапазоне со значением плотности потока в максимуме, превышающей $10 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гу, наблюдалось 3.VII (8 всплесков) и 4.VII (9 всплесков).

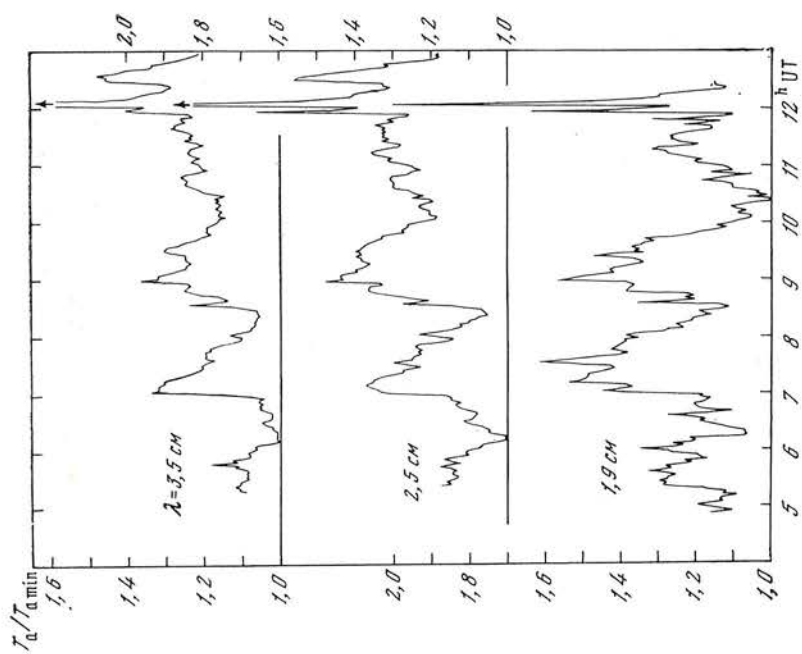


Рис. 6. То же, что на рис. 3, за 5.VII 1974 г.

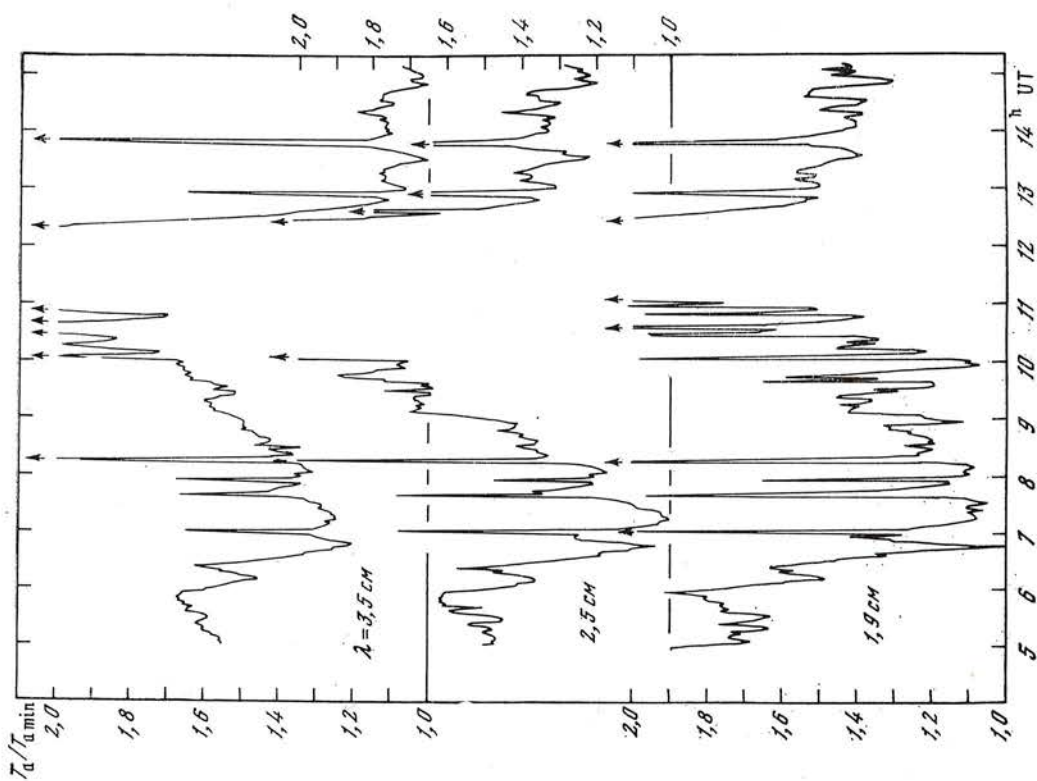


Рис. 7. То же, что на рис. 3, за 6.VII 1974 г.

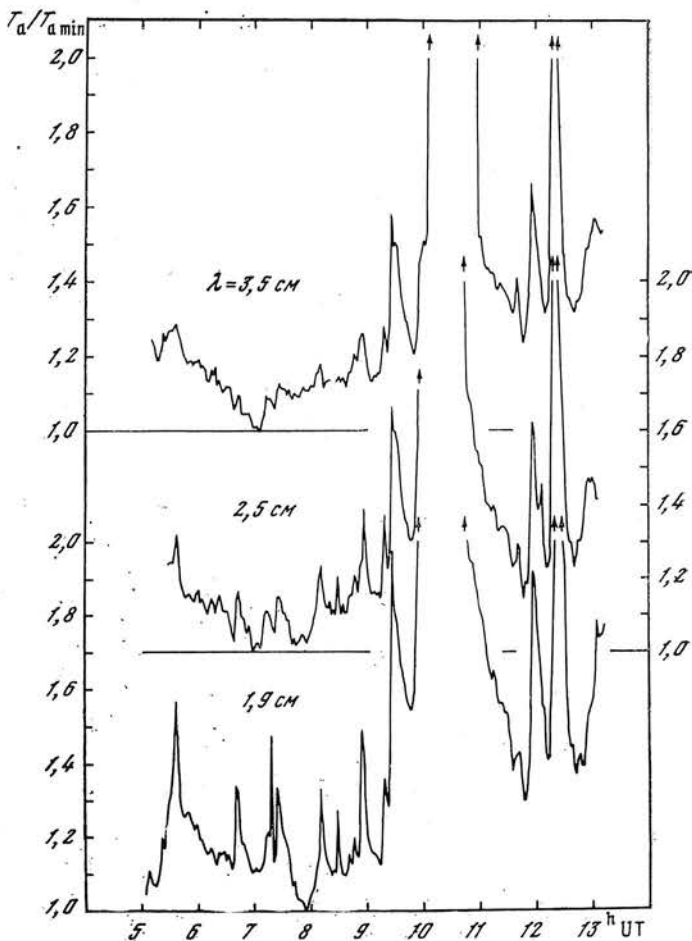


Рис. 8. То же, что на рис. 3, за 7.VII 1974 г.

В дни наибольшей активности 3, 4 и 5.VII на волне 3,4 см [2] было зарегистрировано 6 всплесков радиоизлучения с плотностью потока в максимуме больше $1000 \cdot 10^{-22}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Характер изменения радиоизлучения локального источника на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см виден из рис. 3—8. На указанных длинах волн ширина диаграммы направленности антенны превышает размеры радиоисточника. Поэтому приблизительно можно полагать, что изменения антенной температуры T_a пропорциональны изменениям плотности потока л.и. Тогда, зная среднее значение плотности потока радиоисточника на каждый день (см. рис. 1), можно оценить изменения плотности потока в моменты всплесков.

Из рис. 3 следует, что 1.VII в течение наших наблюдений зарегистрирован только один всплеск, во время которого изменение плотности потока превышало $16 \cdot 10^{-22}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ на волне 3,5 см и $10 \cdot 10^{-22}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ — на волне 2,5 см. В дальнейшем для краткости величину 10^{-22} $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, будем принимать за единицу потока (е.п.). На волне 1,9 см всплесков с плотностью потока 10 и более единиц в этот день не было вообще.

3.VII (см. рис. 4) на волнах 3,5 и 2,5 см в интервале времени 7^h58^m — 10^h20^m UT наблюдался мощный всплеск. Согласно [2], на волне 3,4 см плотность потока в максимуме этого всплеска составляла более 3900 е.п. Указанный всплеск связан со вспышкой балла 2B.

4.VII (см. рис. 5) было зарегистрировано 5 всплесков с плотностью потока в максимуме больше 10 е.п., из них два всплеска с максимумами

в 6^h48^m и 13^h52^m UT, связанные со вспышками балла 1В и 2В соответственно, имели плотность потока в максимумах более 300 е.п.

5.VII (рис. 6) зарегистрировано два всплеска с плотностью потока в максимуме больше 10 е.п. (в 11^h56^m и 12^h04^m UT). В 15^h07^m UT начался мощный всплеск, который на рис. 6 не приводится, так как с 13^h до 15^h наблюдения не проводились. 5.VII активность группы на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см оставалась еще сравнительно высокой, однако значительно ниже, чем 4.VII.

6.VII (рис. 7) было зарегистрировано шесть коротких импульсных всплесков с плотностью потока в максимуме более 10 е.п. и один продолжительный всплеск, связанный со вспышкой 2В.

7.VII (рис. 8) зарегистрировано два всплеска радиоизлучения с началом в 10^h02^m и 12^h14^m UT и плотностью потока более 10 е.п., связанные со вспышками соответственно балла 1В и 1N.

Здесь мы указали только на мощные всплески. Кроме того, за период прохождения группы по диску Солнца в ней возникало много относительно слабых всплесков. Радиовсплески в совокупности с флуктуациями излучения локального источника характеризуют высокую степень его активности в период с 1 по 7.VII, с максимумом 4.VII.

3. Особенности радиоизлучения локального источника на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см

Из рис. 3—8 видно, что в течение всех указанных дней наблюдений наряду с большой всплесковой активностью, интенсивность радиоизлучения локального источника претерпевает сильные изменения со временем.

Эти изменения можно разделить на два вида: 1) долгопериодические изменения; 2) короткопериодические изменения, которые накладываются на долгопериодические.

Оценки характеристик долгопериодических изменений приведены в таблице, в которой указаны приближенные, усредненные за день длительности в минутах и их амплитуды относительно среднего уровня радиоизлучения источника в %.

Из таблицы видно, что длительность долгопериодических изменений по трем указанным дням составляет в среднем 100 мин и растет со временем (от дня ко дню). Относительная амплитуда изменений максимальна 4.VII. К короткопериодическим изменениям мы относим изменения с периодом не больше 20 мин. Амплитуда их варьирует в широких пределах и сравнима с амплитудой слабых всплесков.

Дата, 1974 г.	1.VII			4.VII			5.VII		
λ , см	3,5	2,5	1,9	3,5	2,5	1,9	3,5	2,5	1,9
Амплитуда, %	10	11	6	13	12	16	7	9	13
Период, мин	80			110			120		

Обращает на себя внимание тот факт, что относительные изменения радиоизлучения л.и. более заметны на волне 1,9 см по сравнению с относительными изменениями на волнах 3,5 и 2,5 см. Это относится не только к долгопериодическим изменениям радиоизлучения, но и к короткопериодическим флуктуациям. Исключение составляют записи 1 и 3.VII, хотя 3.VII продолжительность наблюдений на волне 1,9 см недостаточна для такого утверждения. 1.VII, когда активность источника была сравнительно низкой, долгопериодические изменения радиоизлучения и короткопе-

риодические флуктуации на волне 1,9 см были выражены относительно слабее, чем на волнах 2,5 и 3,5 см.

С целью выяснения влияния на запись радиоизлучения локального источника шумов и нестабильности усиления радиометра были проведены наблюдения радиоизлучения от участка «спокойного» Солнца, свободного от локальных источников. Наблюдения проводились в течение 7 ч. За этот период ширина шумовой дорожки не превышала 0,6; 0,7 и 0,8% от уровня антенной температуры «спокойного» Солнца на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно.

На рис. 9 нанесены отношения разности между максимальным и минимальным значениями антенной температуры для «спокойного» Солнца $\Delta T_{a.ф}$ к антенной температуре локального источника $T_{a.л}$ для каждого дня наблюдений в период с 1 по 7.VII. Данные для волны 3,5 см обозначены темными кружками, для волны 2,5 см — светлыми кружками и для волны 1,9 см — треугольниками.

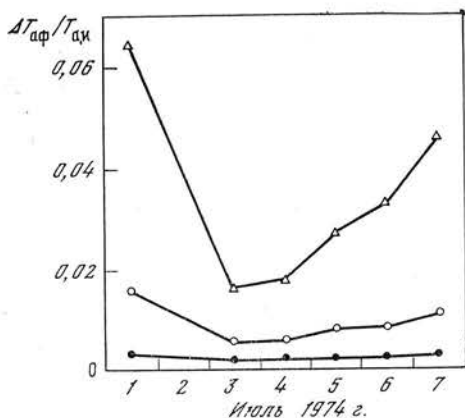


Рис. 9. Изменения отношения $\Delta T_{a.ф}/T_{a.л}$

температуры, связанные с флуктуациями усиления радиометра, были значительно ниже указанных предельных значений: 0,3; 1,6 и 6,5%.

В литературе, содержащей данные об активности Солнца в радиоизлучении (см., например, [81]), для коротковолновой части сантиметрового диапазона обычно приводятся события, во время которых изменения средней плотности потока составляют не менее 1 е.п. (1 е.п. = 10^{-22} вт/м²·гц). Эти данные получают обычно с помощью небольших антенн, принимающих радиоизлучение от всего Солнца. Поэтому выделение слабых изменений плотности потока от локальных источников на фоне излучения от всего Солнца встречается с трудностями. В нашем же случае наблюдений диаграмма направленности антенны позволяет разрешать малые участки на Солнце и регистрировать радиоизлучение непосредственно от отдельных локальных источников. Полагая, что изменения антенной температуры пропорциональны изменениям плотности потока от л.и., на основании рис. 1 и 9 можно заключить, что надежно регистрируемые изменения плотности потока в нашем случае составляют 0,1; 0,2 и 0,6 е.п. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно.

4. Слабые всплески с необычным спектром

Особый интерес представляют исследования абсолютных изменений радиоизлучения, в частности таких характеристик, которые позволяют судить о спектре радиоизлучения в наблюдаемом событии. Как показывает анализ записей радиоизлучения активной области, в период с 4 по 7.VII в ней был зарегистрирован ряд всплесков, во время которых абсолютные изменения радиоизлучения на волне 1,9 см были больше, чем на волнах 2,5 и 3,5 см. Эти всплески представляют особый интерес, так как спектр

их радиоизлучения значительно отличается от обычных спектров всплесков в сантиметровом диапазоне, характеризующихся ростом интенсивности с увеличением длины волны.

На рис. 10—12 даны копии записей радиоизлучения во время некоторых всплесков, характеризующихся необычным спектром. На рисунках вертикальными черточками указаны масштабы шкал антенной температуры.

На рис. 10 представлена копия записи с тремя всплесками, наблюдавшимися утром 4.VII. Всплеск с максимумом в $7^{\text{h}}48^{\text{m}}.7$ UT хорошо виден на волне $1,9$ см, несколько хуже на волне $2,5$ см и совершенно не проявился на волне $3,5$ см. В [8] этот всплеск не приводится. Для второго всплеска (с максимумом в $7^{\text{h}}56^{\text{m}}.5$ UT) значения антенной температуры в максимуме составляли: на волне $3,5$ см — 7500°K , на волне $2,5$ см — $15\,000^{\circ}\text{K}$ и на волне $1,9$ см — 25000°K . По данным, приведенным в [8], этот всплеск зарегистрирован только в сантиметровом диапазоне, причем на волне $3,4$ см плотность потока в максимуме достигала 10 е.п., а на волне $3,2$ см — 13 е.п. Третий всплеск с максимумом в $8^{\text{h}}06^{\text{m}}.6$ имеет обычный спектр.

На рис. 11 дана копия записи всплеска 4.VII с максимумом в $11^{\text{h}}45^{\text{m}}.1$ UT. Изменения T_a в максимуме по сравнению с предвсплесковым периодом составляли на волне $3,5$ см примерно 3500°K , на волне $2,5$ см — $13\,000^{\circ}\text{K}$ и на волне $1,9$ см — $28\,000^{\circ}\text{K}$. Согласно [8], плотность потока излучения в максимуме этого всплеска достигала на волне $2,8$ см — $6,5$ е.п., на волне $1,95$ см — 47 е.п. и на волне $8,6$ мм — 848 е.п. На волнах длиннее $2,8$ см этот всплеск не зарегистрирован вообще.

На рис. 12 представлена копия записей всплеска радиоизлучения 7.VII 1974 г. с максимумом в $5^{\text{h}}36^{\text{m}}.9$ UT. Изменения T_a в максимуме всплеска по сравнению с излучением до всплеска составляют на волне $3,5$ см 1000°K , на волне $2,5$ см — 4000°K и на волне $1,9$ см — 4600°K . В этот период проводились визуальные наблюдения группы № 96 на АФР-2; в момент всплеска было отмечено появление точки в этой области.

Таким образом, в период высокой активности группы № 96 обнаружен ряд слабых всплесков с аномальным спектром, когда интенсивность радиоизлучения в коротковолновой части сантиметрового диапазона возрастает с уменьшением длины волны.

5. Особенности всплеска радиоизлучения на волнах $3,5$; $2,5$ и $1,9$ см, связанного с протонной вспышкой 4 июля 1974 г.

Здесь мы рассмотрим отдельно мощный всплеск 4.VII. Он начался примерно в $13^{\text{h}}51^{\text{m}}.6$ UT и связан с протонной вспышкой. На рис. 13 представлены копии записей этого всплеска на $2,5$ и $1,9$ см. Вертикальными линиями обозначены масштабы шкал антенной температуры. Всплеск на волне $3,5$ см не приводится, так как радиометр на волне $3,5$ см был перегружен сигналом. Из рисунка видно, что на волне $2,5$ см радиоизлучение достигло максимума в $13^{\text{h}}54^{\text{m}}.4$, причем антенная температура в максимуме превысила предвсплесковое значение T_a примерно на $2,6 \cdot 10^6^{\circ}\text{K}$. На волне $1,9$ см максимум всплеска достигнут в $13^{\text{h}}54^{\text{m}}.2$ и антенная температура в нем превышала T_a в предвсплесковый период на $1,2 \cdot 10^9^{\circ}\text{K}$. На основании этих данных можно предположить, что в диапазоне $2,5$ — $1,9$ см этот всплеск обладал обычно наблюдаемым спектром. Однако отметим, что, согласно [8], плотность потока в максимуме всплеска на волне $8,6$ мм превышала максимальную плотность потока на волне $1,95$ см. Следовательно, в диапазоне $8,6$ мм— $2,5$ см спектр всплеска имеет U-образную форму, что характерно для всплесков, связанных с протонными вспышками.

Следует особо указать на характер изменения интенсивности радиоизлучения локального источника незадолго перед этим всплеском.

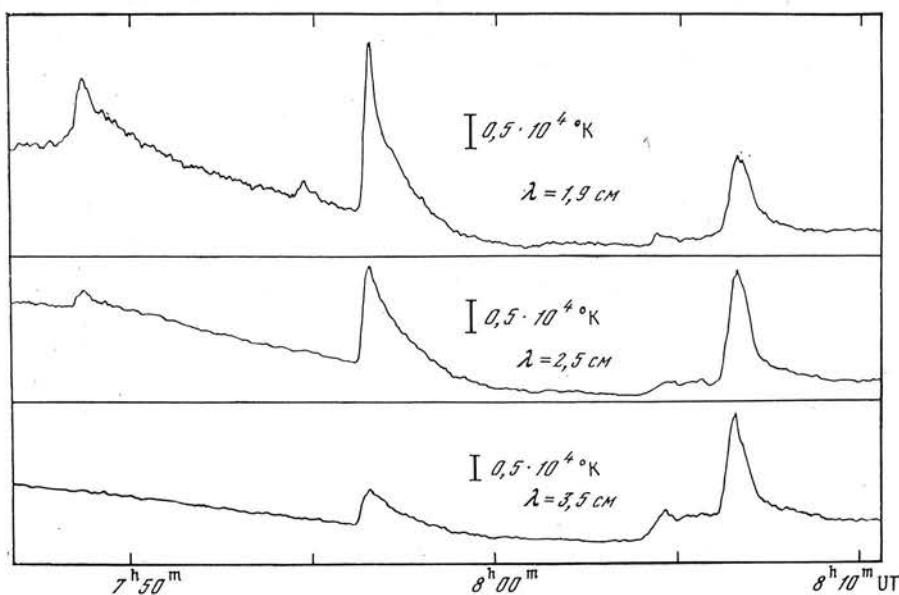


Рис. 10. Копии записей радиовсплесков 4.VII 1974 г. за период $7^{\text{h}}45^{\text{m}} - 8^{\text{h}}10^{\text{m}} \text{ UT}$

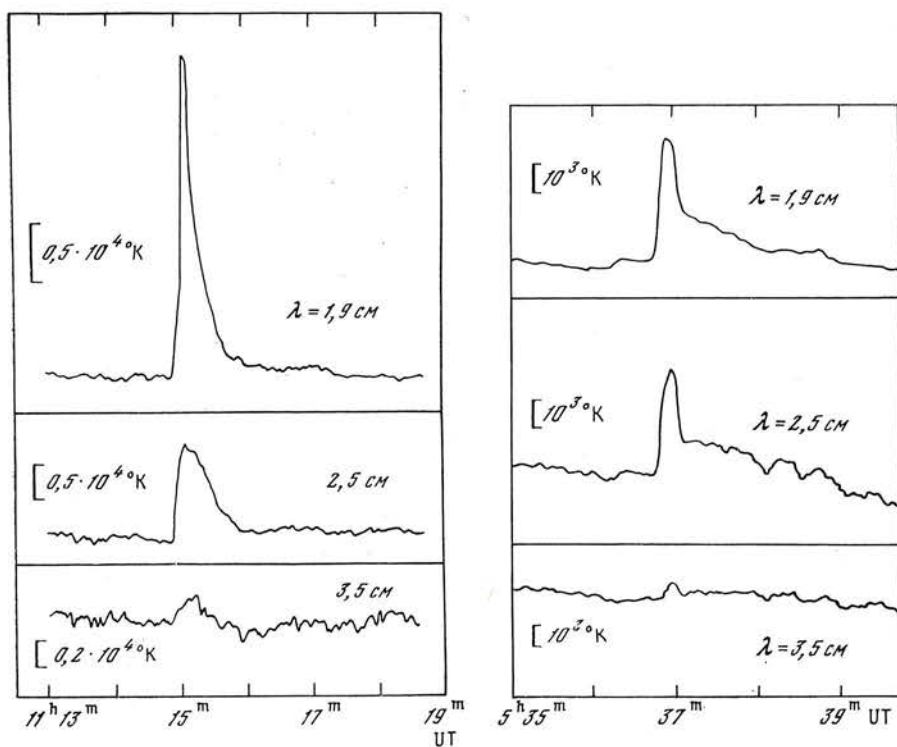


Рис. 11. Копия записи всплеска 4.VII 1974 г. с максимумом в $11^{\text{h}}15^{\text{m}},1 \text{ UT}$

Рис. 12. Копия записи всплеска 7.VII 1974 г.

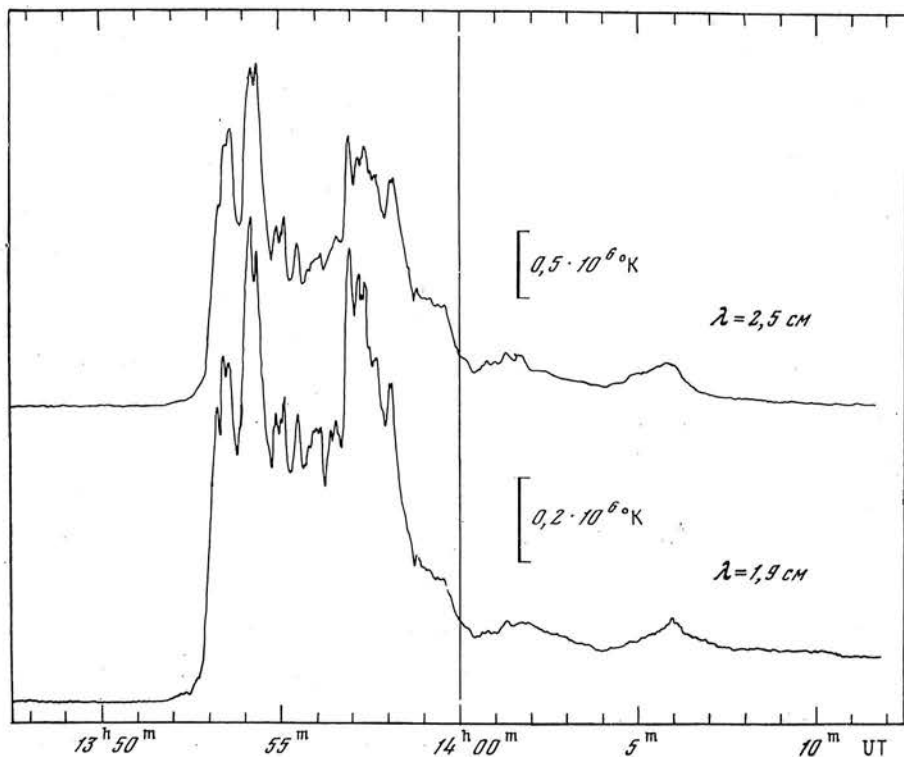


Рис. 13. Копия записи мощного всплеска, связанного с протонной вспышкой 4.VII 1974 г.

Из рис. 5 видно, что начиная примерно с $12^{\text{h}}40^{\text{m}}$ UT на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см происходило уменьшение интенсивности радиоизлучения, которое продолжалось до $13^{\text{h}}14^{\text{m}}$. Наибольшее относительное уменьшение T_a наблюдается на волне 1,9 см. Величина относительного уменьшения в рассматриваемом нами диапазоне падает с длиной волны. После $13^{\text{h}}14^{\text{m}}$ началось увеличение интенсивности радиоизлучения на всех волнах. Однако начиная с $13^{\text{h}}24^{\text{m}}$ и до $13^{\text{h}}34^{\text{m}}$ на волне 1,9 см интенсивность излучения снова уменьшается, тогда как на волнах 2,5 и 3,5 см в этот период она остается практически неизменной.

На общем ходе изменения интенсивности всплеска наблюдаются флуктуации квазипериодического характера. Период их в интервале времени $13^{\text{h}}54^{\text{m},5} - 13^{\text{h}}56^{\text{m},5}$ составляет примерно 30 сек с амплитудой $\pm 10\%$ от среднего уровня в этот период. Сходные флуктуации во всплесках наблюдались ранее [9].

Выводы

1. В период с 1 по 7.VII 1974 г. локальный радиоисточник на Солнце, связанный с группой пятен № 96 (McMath, region 13043), проявил высокую активность на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Наибольшая активность локального источника наблюдалась 4.VII.

2. 1, 4 и 5.VII наблюдаются изменения радиоизлучения локального источника со средним периодом 100 мин (долгопериодические изменения). За исключением 1.VII, во все рассматриваемые дни наблюдаются практически непрерывные флуктуации с относительно коротким периодом, которые накладываются на долгопериодические изменения. Относительные изменения радиоизлучения возрастают с уменьшением длины волны в рассматриваемом диапазоне в период с 4 по 7.VII.

3. Обнаружены непродолжительные слабые всплески, у которых значение плотности потока излучения в максимуме на волне 1,9 см превышает соответствующие значения на волнах 2,5 и 3,5 см; плотность потока увеличивалась с уменьшением длины волны.

4. Мощный всплеск, связанный с протонной вспышкой 4.VII 1974 г., в диапазоне 8,6 мм—2,5 см имел U-образный спектр. Перед началом этого всплеска в течение 30 мин наблюдалось уменьшение интенсивности радиоизлучения на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Непосредственно перед всплеском, когда на волнах 3,5 и 2,5 см интенсивность радиоизлучения оставалась практически постоянной, на волне 1,9 см наблюдался дальнейший спад радиоизлучения

Выражаем глубокую благодарность академику А. Б. Северному за критические замечания к статье. Авторы благодарны также М. А. Миرونору за техническое обеспечение наблюдений, Е. М. Ерюшевой за оформление рисунков и А. Н. Бабину за предоставление в наше распоряжение снимков группы пятен.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Солнечные данные, 1974, № 7.
2. Solar-Geophysical Data, 1974, N 360, pt. I.
3. Sky and Telescope, 1974, 48, N 3, 160.
4. А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 70.
5. Solar Phenomena. Monthly Bull. Observ. astron. Roma, 1974, July, M 195.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 22.
7. Quart. Bull. Solar Activity, 1974, N 187.
8. Solar-Geophysical Data, 1975, N 365, pt. II.
9. Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, 85.

ДИФРАКЦИЯ И ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН ОТ ЛИМБА ЛУНЫ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ

О. Альварес *, Ю. Ф. Юровский

Рассмотрены условия, при которых возможно возникновение дифракционной картины на волне 10 см во время солнечных затмений. На записях затмений 22.IX 1968 г. и 24.XII 1973 г. обнаружены участки, соответствующие виду дифракционной кривой. Отсюда делается вывод, что в указанное время на диске Солнца были источники с угловыми размерами порядка 2—3" и яркостной температурой около $5 \cdot 10^8$ °К.

Благодаря повышенной точности регистрации изменений плотности потока, выявлены также аномалии на кривой затмения протяженных локальных источников. Показано, что появление максимума в конце открытия локального источника удовлетворительно объясняется рефракцией радиоволн в слое околосолнечной плазмы высотой порядка 12 км с максимальной концентрацией электронов около 10^3 см⁻³.

DIFRACTION AND REFLECTION OF RADIOWAVES FROM THE LIMB OF THE MOON DURING SOLAR ECLIPSES, by O. Alvares, Yu. Yurovsky.— The conditions for the presence of diffractions patterns on the wave 10 cm during solar eclipses has been calculated. In the September 22 1968, and December 24 1973 eclipses, was obtained good agreement between the records and the theoretical curve of the calculated Fresnel diffraction patterns for each case. It might be concluded that in the quoted time, on the Sun disc, were sources with angular dimensions between 2 and 3 seconds of arc, and effective temperatures about the $5 \cdot 10^8$ °К.

Thanks to the high precision in the recordings of the flux densities, anomalies in the wide sources eclipses curves were revealed. It is shown that the presence of a maximum at the end of the source emersion might be satisfactory explained by the refraction of the radiowaves in a plasma layer near the Moon, with height about 12 km over the surface and electrons concentration about 10^3 cm⁻³ in the lowest level.

В радиоастрономии солнечные затмения используются для локализации источников повышенного излучения на диске Солнца, определения их угловых размеров и для изучения распределения радиояркости в пределах источника. Принято считать, что пределом углового разрешения затменного метода наблюдений является дифракция на лунном лимбе. Однако практически в большинстве случаев при наблюдениях солнечных затмений разрешающую способность ограничивают шумы аппаратуры и флуктуации сигнала, на фоне которых не удается обнаружить дифракционную картину.

Для того чтобы приблизиться к теоретическому пределу углового разрешения затменного метода наблюдений, нами на волне 10 см применялась специальная методика наблюдений [1] и высокочувствительная аппаратура с малошумящим параметрическим усилителем на входе. Особенно эффективным оказалось использование большого радиотеле-

* Сотрудник Института геофизики и астрономии Кубинской АН.

скопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в течение затмения 22.IX 1968 г., когда полоса затмения проходила по Крыму.

Рассмотрим, при каких условиях существует принципиальная возможность регистрации дифракционной картины во время наблюдений солнечных затмений на волне 10 см. Для образования неискаженной дифракционной картины необходимы в первую очередь два важных условия: достаточно малые угловые размеры источника (точечный источник) и сравнительно ровный край экрана.

Условие «точечности» источника можно записать в виде [2]:

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

где φ — угол, под которым виден источник наблюдателю, $\lambda = 0,1$ м — длина волны, $\rho = 380 \cdot 10^6$ м — расстояние от экрана до плоскости наблюдения. Отсюда находим, что дифракционная картина может образоваться лишь в случае, если угловые размеры локального источника на Солнце $\varphi < 3''$. Существование таких компактных источников на волне 10 см вполне можно допустить, так как, согласно наблюдениям [3], на двухантенном интерферометре на волне 3,71 см на диске Солнца были обнаружены источники с угловым размером порядка $1''$. На волне 8 мм также найдены яркие детали с размерами в несколько угловых секунд [4].

Неправильности края экрана (шероховатость лимба Луны) не будут существенно искажать дифракционную картину, если их размер меньше ширины полосы Френеля [2]: $\Delta h < \sqrt{\rho \lambda}$, т. е. в нашем случае высота неоднородностей лунного рельефа должна быть меньше 6 км. Проекция источника с угловыми размерами $\varphi < 3''$ будет занимать менее 5 км лунного лимба. Принимая во внимание топографию Луны [5], можно довольно обоснованно утверждать, что на некоторых участках лимба протяженностью 5 км неравномерности рельефа заведомо не превышают 6 км, т. е. не препятствуют образованию дифракционной картины.

Длительность дифракционной картины (т. е. ее размер по оси времени) зависит от скорости движения лунной тени относительно наблюдателя. Обычно при солнечных затмениях скорость тени составляет $V_T = 0,6 \div 0,7$ км/сек. Так как ширина полосы Френеля в нашем случае порядка 6 км, то приближительная продолжительность нарастания плотности потока при образовании дифракционной картины во время открытия точечного источника составляет 8—10 сек. Отсюда следует, что постоянная времени выходного прибора радиометра, обычно равная 1 сек, заметно не исказит вида дифракционной кривой.

Оценим минимально возможную яркостную температуру источников, при которой перепад уровня сигнала превосходит ширину шумовой дорожки. Точность наших записей составляла около $\Delta S = 0,5 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·Гц, т. е. мы могли обнаружить источник с яркостной температурой порядка

$$T_{\text{я}} \geq \frac{\Delta S \cdot \lambda^2}{2k\Omega_{\text{и}}} \approx 10^8 \text{ }^\circ\text{К.}$$

Здесь $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град — постоянная Больцмана, $\Omega_{\text{и}} = 4\pi \cdot \sin^2(\alpha/4)$ — телесный угол, стягиваемый источником, видимым под углом α . Если $\alpha \approx 3''$, то $\Omega_{\text{и}} = 1,8 \cdot 10^{-10}$ стерад.

Сведения об интенсивности точечных источников на диске Солнца на волне 10 см в литературе отсутствуют, не упоминается также ни одного случая их регистрации во время солнечных затмений. Однако существование источников с $T_{\text{я}} \approx 10^8$ °К, по-видимому, можно допустить, учитывая, что во время всплесков яркостная температура излучающей области нередко превосходит 10^9 °К.

Таким образом, проведенные нами оценки показывают, что нет принципиальных затруднений, препятствующих регистрации дифракционной картины на волне 10 см во время солнечных затмений. На более длинных

волнах (136, 410 и 1420 Мгц) явление дифракции широко используется для изучения дискретных источников космического радиоизлучения [6].

Для уверенного огождествления небольших перепадов плотности потока, связанных с затмением точечных источников, мы использовали записи затмения 22.IX 1968 г., во время которого наблюдения проводились на двух инструментах: на большом радиотелескопе РТ-22 и на радиотелескопе Службы Солнца. Наличие двух независимых записей на одной длине волны позволило исключить случайные флуктуации уровня потока и с достаточной достоверностью выявить моменты закрытия и открытия точечного источника. Участок записи, на котором обнаружено закрытие точечного источника, показан на рис. 1. Для сравнения на том же рисунке изображена теоретическая дифракционная кривая, приведенная к соответствующему масштабу. Совпадение кривых вполне удовлетворительное. На записи прослеживается максимум первой и второй зон Френеля.

Это свидетельствует о том, что угловые размеры источника были порядка $2''$. Следует заметить, однако, что «замывание» лепестков дальних зон Френеля может быть обусловлено также шероховатостью лунного лимба или недостаточной чувствительностью аппаратуры. Поэтому размер источника $2''$ следует рассматривать только как верхний предел. Во время открытия этого источника в $12^{\text{h}}16^{\text{m}}30^{\text{s}}$ на записи имеется резкое возрастание потока, длившееся около 10 сек, но из-за возросших флуктуаций сигнала, связанных с излучением почти всего незакрытого Луной диска Солнца, четкой дифракционной картины не зафиксировано. Положение лунного лимба относительно солнечного диска в моменты закрытия и открытия точечного источника показано на рис. 2 пересечением дуг (точка А). Источник находился вблизи группы крупных пор, окруженных флоккульным полем, и по своему положению совпадал с одной из них. Яркая температура этого источника оказалась порядка $5,4 \cdot 10^8$ °К.

Наличие столь ярких деталей на диске Солнца с угловыми размерами около $2-3''$ в диапазоне сантиметровых волн не является, по-видимому, исключительным событием. Подтверждением этого может служить наблюдение точечного источника во время затмения 24.XII 1973 г. в Сантьяго-де-Куба. На рис. 3 показаны участки записи при закрытии и открытии этого источника. Совпадение кривых с теоретическим профилем дифракционной кривой можно считать вполне удовлетворительным. Этот точечный источник являлся деталью более протяженной области повышенного излучения, связанной с группой пятен № 214 (по нумерации [7]). На рис. 4 изображен эскиз группы № 214. Следует отметить, что положение точечного источника не совпадает с центром пятна и не лежит на проекции ра-

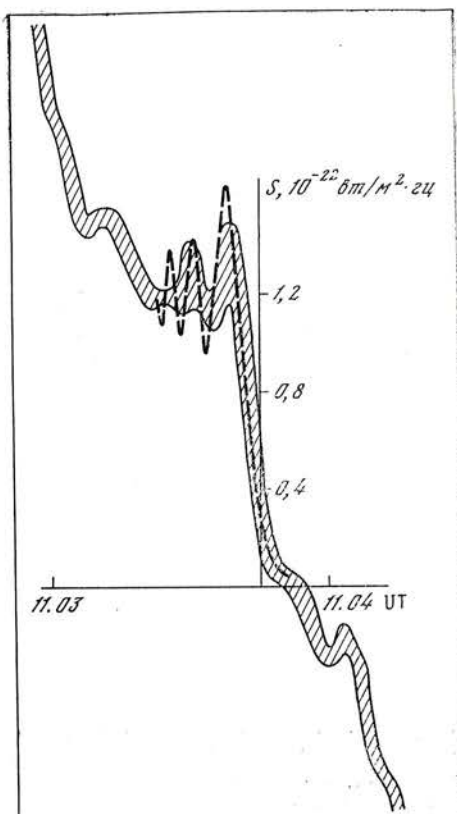


Рис. 1. Закрытие локального источника малых угловых размеров во время затмения 22.IX 1968 г. (заштрихованная полоска) и вид теоретической дифракционной кривой в том же масштабе (штриховая линия)

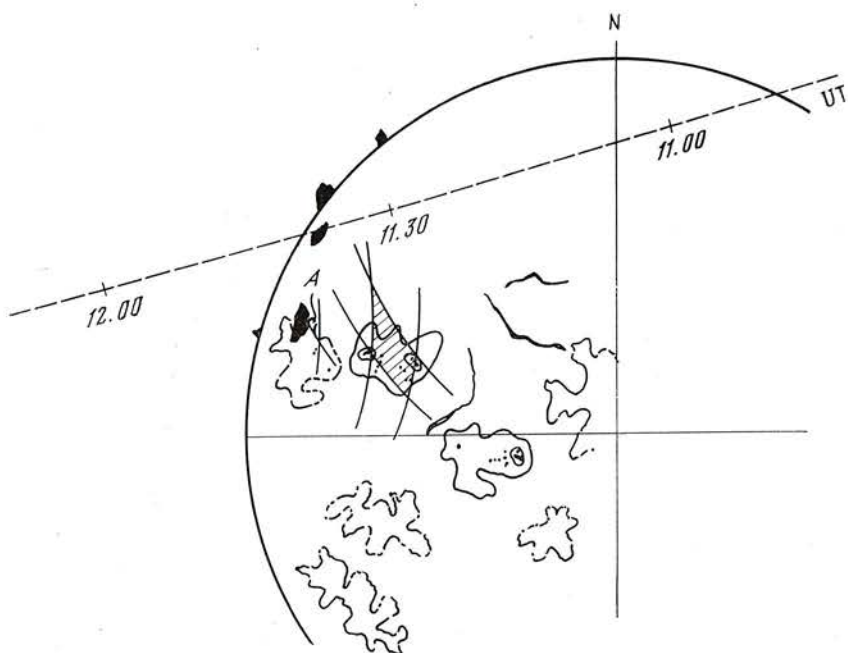


Рис. 2. Положение точечного источника относительно оптических образований на диске Солнца 22.IX 1968 г. (пересечение дуг в точке А) и контуры протяженного локального источника, связанного с другой группой пятен (заштриховано)

Штриховой линией обозначена траектория центра Луны и отмечены положения центра в некоторые моменты времени

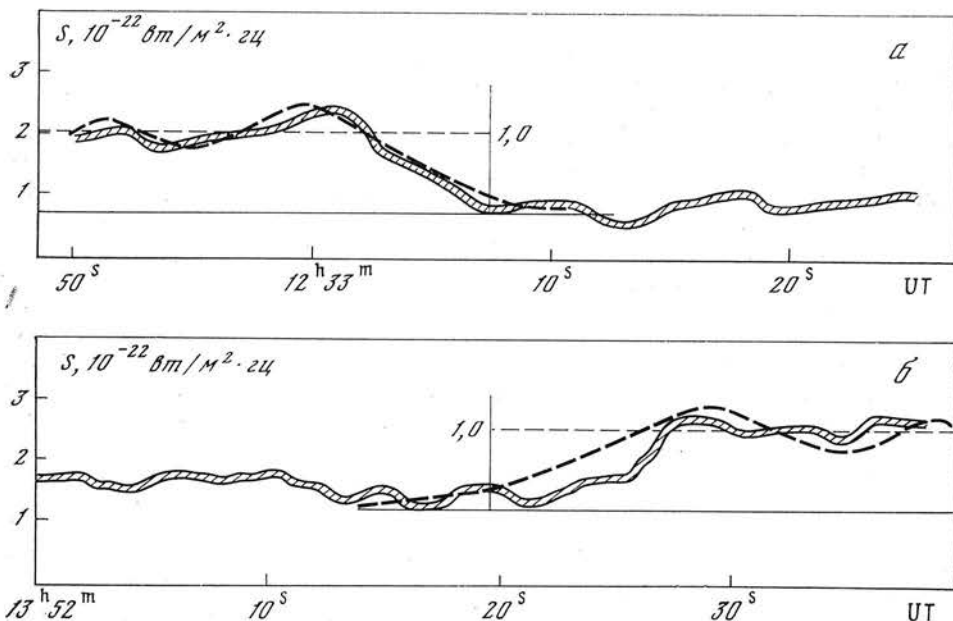


Рис. 3. Участки кривой закрытия (а) и открытия (б) источника малых угловых размеров во время затмения 24.XII 1973 г. с наложенным на них теоретическим профилем дифракционной кривой (штриховая линия)

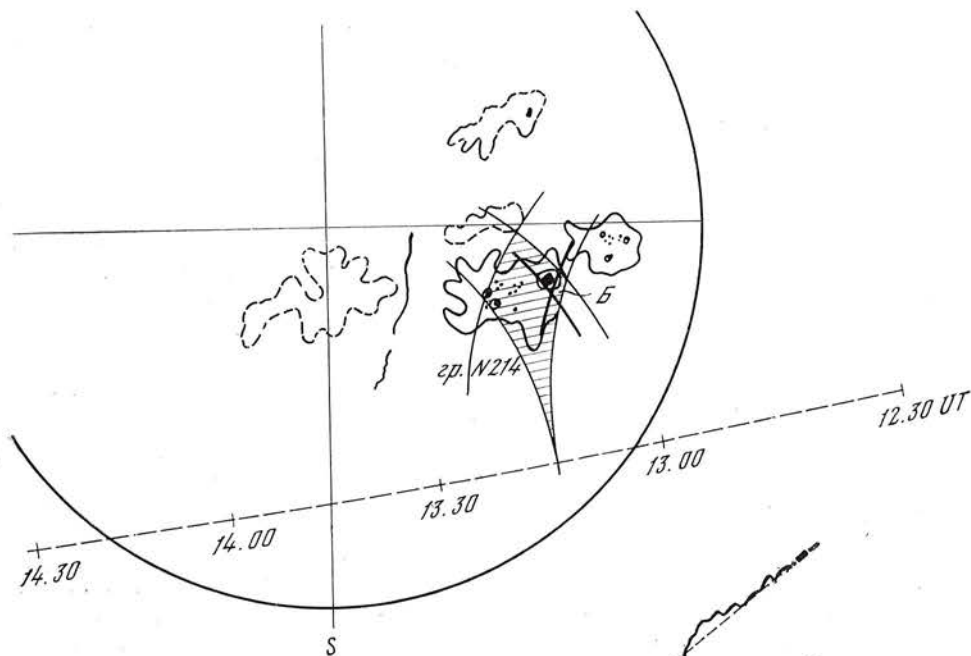
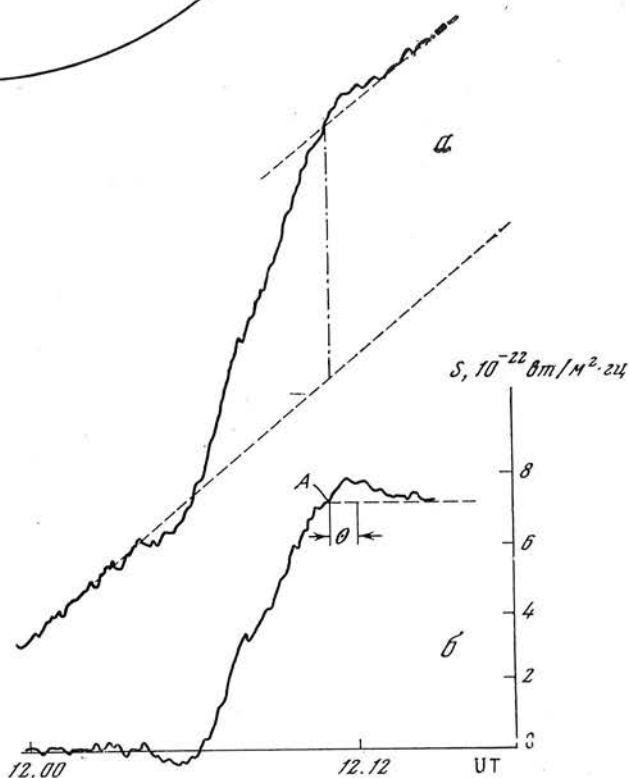


Рис. 4. Положение точечного источника относительно группы пятен № 214 во время затмения 24.XII 1973 г. (пересечение дуг в точке *B*) и размеры протяженного локального источника, связанного с этой же группой (заштриховано)

Траектория центра Луны обозначена штриховой линией с отметками положения центра в некоторые моменты времени

Рис. 5. Запись открытия протяженного локального источника во время затмения 22.IX 1968 г. (а) и тот же участок записи после исключения вклада от открытия радиоизлучающего диска Солнца (б)



диуса Солнца, проходящего через пятно. Яркостная температура этого источника порядка $2,4 \cdot 10^8$ °К при угловых размерах около $3''$.

Несмотря на исключительно высокую яркостную температуру, свидетельствующую о нетепловой природе источников, абсолютная величина потока излучения от них невелика (порядка $1,2 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·гц) и находится на пределе обнаружения. Более слабые точечные источники, если они и закрывались Луной, на наших записях простыми методами обнаружить не удастся из-за наличия шумов и флуктуаций. Не зарегистрированы также и более яркие источники. Вероятно, температура $5,4 \cdot 10^8$ °К является верхним пределом яркости точечных источников.

Повышенная точность регистрации позволила нам обнаружить также интересную особенность на кривых затмения протяженных локальных

источников. Было замечено, что перед первым контактом лунного лимба с областью повышенного излучения и после последнего контакта на затменной кривой имеются аномалии, необъяснимые с точки зрения «геометрической» трактовки затмения. Характерный пример подобной записи показан на рис. 5, а, относящемся к наблюдениям затмения 22.IX 1968 г. на радиотелескопе РТ-22. Непосредственно перед началом открытия локального источника в интервале $12^{\text{h}}04^{\text{m}}30^{\text{s}} - 12^{\text{h}}06^{\text{m}}00^{\text{s}}$ UT произошло уменьшение скорости нарастания плотности потока, несмотря на то, что при этом происходило непрерывное открытие радиоизлучающих участков солнечной поверхности. После полного открытия локального источника в интервале $12^{\text{h}}11^{\text{m}}00^{\text{s}} - 12^{\text{h}}13^{\text{m}}00^{\text{s}}$ UT также заметно некоторое уменьшение скорости нарастания потока. На рис. 5, б показан тот же участок записи после вычитания потока от невозмущенных участков диска Солнца, т. е. изображен только результат открытия локального источника. Обнаруженные нами аномалии в этом случае выглядят как некоторый минимум интенсивности в начале и максимум в конце открытия. Величина описываемого эффекта порядка 5% от полного потока радиоизлучения локального источника.

Подобный характер затменных кривых был также обнаружен на наших записях затмений 20.V 1966 г., 7.III 1970 г. и 24.XII 1973 г. Однако из 15 участков записей, качество которых позволяло обнаружить эффект порядка 5% от потока локального источника, указанные аномалии были обнаружены только в семи случаях. Причем даже если при закрытии локального источника имеется минимум и максимум, то при открытии того же самого источника кривая в пределах точности измерений может не иметь аномалий.

Как отмечалось выше, размер дифракционной картины по оси времени составляет обычно 8—10 сек, а продолжительность обсуждаемого максимума и минимума значительно больше, порядка 1,5—2 мин. Очевидно, что их происхождение не является результатом простой дифракции на краю непрозрачного экрана. Кроме того, угловые размеры протяженных локальных источников не удовлетворяют условию когерентности, необходимому для образования дифракционной картины.

Рассмотрим возможность появления максимума как результат отражения радиоволн от лимбовой области Луны и их некогерентного сложения в точке приема. Условие зеркального отражения от шероховатой поверхности записывается в виде [2]

$$\Delta h < \frac{\lambda}{8 \sin \theta},$$

где Δh — допустимые неравномерности рельефа отражающей поверхности, λ — длина волны, θ — угол скольжения (угол между лучом и плоскостью отражения). Предполагая, что источник полностью открылся в тот момент, когда уровень потока достиг стабильного значения (точка А на рис. 5, б), по известной скорости потока лунной тени легко найти, что максимум отраженного сигнала соответствует углу скольжения $\theta = 20''$. Отсюда находим, что

$$\Delta h < 125 \text{ м.}$$

Проекция локального источника, имеющего угловой размер в нашем случае $2'$, на лимбовую область Луны занимает около 200 км протяженности лунного лимба. Таким образом, для отражения от поверхности Луны радиоволн необходима площадь порядка 200×200 км с неравномерностью рельефа $\Delta h < 125$ м. Условия для отражения сигнала от окололимбовой области получаются гораздо более жесткими, чем для образования дифракционной картины, и их выполнение кажется весьма проблематичным даже в районе лунных морей. Кроме того, сферичность отражающей поверхности приводит к рассеянию отраженной энергии,

и в первом приближении плотность потока для земного наблюдателя будет в r^2/ρ^2 раз меньше плотности потока от самого источника. Так как радиус Луны $r = 1780$ км, расстояние от нее $\rho = = 380 \cdot 10^3$ км, то приращение потока за счет отражения от сферической поверхности Луны должно составлять около $0,2 \cdot 10^{-4}$ плотности потока самого источника. Это значительно меньше наблюдаемого эффекта, который равен приблизительно 5% потока локального источника. Отсюда следует, что либо наши представления об условиях отражения от лунной поверхности неточны, либо причина появления максимума на затменной кривой совсем иная.

Попробуем рассмотреть другую возможную причину появления отраженного сигнала от области лунного лимба. Известно, (например, [5]), что вблизи поверхности Луны возможно существование слоя плазмы. Считая причиной возникновения максимума на записи рефракцию радиоволн в окололунной плазме, оценим по нашим данным требуемую для этого величину электронной концентрации N_e и высоту рефрагирующего слоя.

Пользуясь известным соотношением $\sin \theta = f_{кр}/f$ [8], найдем критическую плазменную частоту $f_{кр}$ при угле скольжения $\theta = 20^\circ$

$$f_{кр} = f \sin \theta = 0,3 \text{ Мгц}$$

и затем необходимую электронную концентрацию по формуле [8]

$$N_e = 1,24 \cdot 10^4 \cdot f_{кр}^2 \approx 10^3 \text{ см}^{-3}.$$

Высоту рефрагирующей ионосферы Луны оценим по величине избыточного потока. Будем считать в первом приближении распределение радиояркости по локальному источнику равномерным и примем его размеры равными $120 \times 120''$, что достаточно близко соответствует наблюдавшимся величинам. Если в результате рефракции не происходит фокусировки лучей в точке наблюдения (а условия для этого сравнительно жесткие, и их выполнение кажется маловероятным), то радиояркость изображения, наблюдаемого вследствие рефракции, не должна превышать радиояркости самого источника. В этом случае 5% потока локального источника будет излучать изображение с телесным углом также порядка 5% телесного угла локального источника. Сказанное поясняется эскизом на рис. 6 с учетом того, что рефракция происходит в среде с коэффициентом преломления $n < 1$. Площадь изображения будет составлять 5% площади самого источника в том случае, если высота этого изображения над лимбом равна $6''$. В пересчете с угловых величин на линейные высота рефрагирующей ионосферы получается порядка 12 км. В соответствии с измерениями окололунной плазмы методом просвечивания с искусственных спутников Луны [9] высота лунной ионосферы составляет около 20 км с максимальной концентрацией электронов вблизи поверхности Луны порядка $N_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$. Очевидно, что полученные нами оценки N_e и h согласуются с этими результатами вполне удовлетворительно.

Таким образом, приращение потока при приближении источника к лимбу Луны лучше объясняется рефракцией радиоволн в лунной ионосфере, чем отражением от поверхности Луны. Однако, как отмечалось

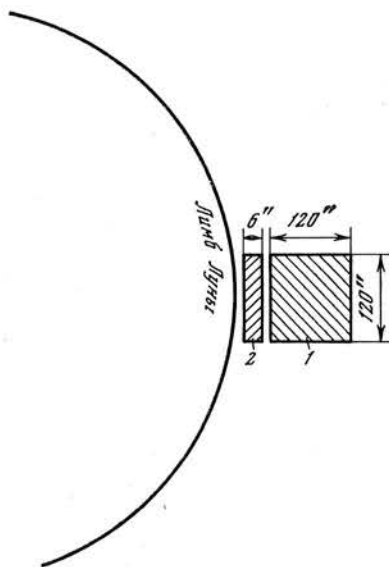


Рис. 6. Эскиз, поясняющий методику вычисления высоты лунной ионосферы

- 1 — локальный источник (л. и.);
2 — рефрагированное изображение л. и.

выше, аномалии на кривой затмения наблюдаются не всегда. Объяснить это можно, по-видимому, тем, что лунная ионосфера имеет локальный характер и не всегда присутствует в области контакта с локальным радиоисточником. К такому же выводу приходят и авторы [9], так как некоторые сеансы радиопросвечивания свидетельствовали об отсутствии околосолнечной плазмы. Влияние лунной ионосферы, несомненно, будет сказываться также на характере дифракционной кривой, и ее подобие с теоретической кривой возможно только при незначительной концентрации свободных электронов или при высоте плазменного слоя $h < 6$ км. Рефракция радиоволн в околосолнечной плазме может, очевидно, наблюдаться и при приближении края Луны к солнечному радиодиску. Действительно, во время затмения 7.III 1970 г. на наших записях имеются максимумы порядка 0,5% полного потока радиоизлучения Солнца до первого оптического контакта и после четвертого контакта. Из изложенного следует, что при построении распределения радиояркости по локальному источнику путем дифференцирования кривой затмения необходимо учитывать возможные искажения, вносимые рефракцией радиоволн в околосолнечной плазме. Кроме того, сразу после полного закрытия источника или непосредственно перед началом его открытия на кривой затмения возможно появление минимума, природа происхождения которого остается неясной.

Таким образом, обработка материалов наблюдений солнечных затмений, выполненных с повышенной точностью регистрации изменений плотности потока на волне 10 см, позволяет сделать следующие выводы.

1. На диске Солнца в районе активных областей вблизи пятен во время затмений 22.IX 1968 г. и 24.XII 1973 г. имелись источники повышенного излучения с яркостной температурой $(2 \div 5) \cdot 10^8$ °К и очень малыми (менее 3") угловыми размерами.

2. Появление максимума на кривой затмения протяженных локальных источников удовлетворительно объясняется рефракцией радиоволн в околосолнечной плазме протяженностью по высоте порядка 12 км с максимальной концентрацией электронов 10^3 см⁻³ в нижних слоях.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Н. А. Савичу за предоставление материалов по исследованию околосолнечной плазмы с помощью искусственного спутника «Луна-19», а также благодарят всех сотрудников Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и Института геофизики и астрономии АН Кубы, участвовавших в подготовке и наблюдениях затмений.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ю. Ф. Юровский. Солнечные данные, 1966, № 11, 53.
2. Г. С. Горелик. Колебания и волны. М., ГИФМЛ, 1959.
3. R. W. Hobbs, S. D. Jordan, W. J. Webster, S. P. Maran, H. M. Caulk. Solar Phys., 1974, 36, 369.
4. V. A. Efanov, I. G. Moiseev, A. B. Severny. Nature, 1974, 249, N 24, 331.
5. Z. Kopal. The Moon. London, Faber and Faber Ltd, 1960.
6. C. Hazard, M. B. Mackey, A. J. Shimmins. Nature, 1963, 197, N 4872, 1037.
7. Солнечные данные, 1973, № 12.
8. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. М., ГИТТЛ, 1953.
9. М. Б. Васильев, В. А. Виноградов и др. Космические исследования, 1974, 12, 115.

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ЮПИТЕРА В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН И ИХ ВАРИАЦИИ СО ВРЕМЕНЕМ

Л. С. Левицкий

Рассмотрены следующие характеристики декаметрового радиоизлучения Юпитера (отдельно для шумовых бурь разной интенсивности и для каждой оппозиции Юпитера за период 1960—1971 гг., данные наблюдений в Боулдере в диапазоне частот 7—41 Мгц [5—9]): продолжительность шумовых бурь, распределение по долготам Юпитера и в зависимости от положения спутника Ио, распределение по диапазону частот, «burstiness» (L-всплески). Получены следующие выводы. 1. Вероятность (W) обнаружения декаметрового радиоизлучения от Юпитера не зависит от уровня солнечной активности. Относительная вероятность (W_3/W) появления шумовых бурь большой интенсивности синхронно меняется с индексами солнечной активности независимо от частоты, на которой ведутся наблюдения (в диапазоне 10—35 Мгц). 2. Наблюдаемые длительность шумовых бурь, протяженность по диапазону частот, интенсивность и количество L-всплесков систематически возрастают с увеличением мощности шумовых бурь. 3. По-видимому, имеется тенденция к увеличению протяженности по долготе угловых размеров источников на Юпитере при перемещении наблюдателя от границы конуса излучения к его середине. 4. Эффект спутника Ио в декаметровом излучении Юпитера отчетливо выражен только для интенсивных шумовых бурь, а для слабых наблюдается лишь в годы, близкие к минимуму солнечной активности. 5. Доля шумовых бурь с большим числом L-всплесков синхронно меняется с индексом геомагнитной активности A_p .

SOME FEATURES OF JOVIAN DECAMETRIC EMISSION AND ITS TEMPORARY VARIATIONS, by *L. S. Levitsky*.— The following parameters of Jovian decametric activity are considered: durations of the storms, the distribution of the storms over Jupiter's longitudes and Io's position, the distribution along frequency range, burstness. It was shown that: 1. The probability (W) to reveal decametric emission do not depend on solar activity level. The relative probability (W_3/W) to find noise storm of large intensity changes according to variations of solar activity indexes for all frequencies (10—35 Mhz). 2. The durations of noise storms, its frequency range, intensity and L-bursts number increase systematically with the storm's power. 3. There is a tendency to the expansion of the sources of the emission along the longitude if the observer (the Earth) changes his position from the boundary to center of emission cone. 4. Io effects in decametric emission are appreciable for the largest storms only. For small storms these effects may be revealed only in years of minimum solar activity. 5. A portion of storms with large number of L-bursts is correlated with the A_p -indexes.

1. Спорадическое радиоизлучение Юпитера в декаметровом диапазоне волн (шумовые бури) до сих пор во многих отношениях является загадочным явлением, и еще нет удовлетворительной теории, которая позволила бы объяснить всю совокупность наблюдательных данных, накопленных к настоящему времени. Несмотря на большое число публикаций, недоста-

точно изучены также многие эмпирические закономерности, в частности связь этого излучения с солнечной активностью. Надежное установление и изучение такой связи имело бы важное значение не только для выяснения природы декаметрового излучения, но и позволило бы использовать Юпитер как зонд для исследования межпланетного пространства на больших удалениях от Солнца (до 5 а.е.). Хотя в настоящее время и совершаются полеты космических аппаратов к Юпитеру («Пионер-10» и «Пионер-11»), но они остаются пока эпизодическими, а изучение Юпитера радиоастрономическими методами ведется свыше 20 лет, за которые накоплен довольно большой наблюдательный материал.

Поскольку декаметровое радиоизлучение Юпитера обнаруживает глубокую аналогию с солнечными радиовсплесками I типа (шумовые бури на Солнце) на метровых волнах, а также с недавно обнаруженным спутниками радиоизлучением Земли в километровом диапазоне волн [1, 2], исследование спорадического излучения Юпитера представляет несомненный интерес и для понимания природы этих явлений.

В [3, 4] нами было показано, что в декаметровом радиоизлучении Юпитера доля шумовых бурь (ш.б.) высокой интенсивности обнаруживает положительную корреляцию с уровнем солнечной активности в 11-летнем цикле. Теперь этот вопрос мы исследуем более подробно и рассмотрим некоторые другие характеристики ш.б. и изменения их от года к году.

2. Как и в [3, 4], использовались данные наблюдений в Боулдере (интерферометр с радиоспектрографом с непрерывным перекрытием диапазона частот от 15 до 34 $M\mu$ в 1960 г. и от 7,4 до 41 $M\mu$ в дальнейшем) за период с 1960 по 1971 г. [5—9]. В [5—9] на каждый день приводится период наблюдений, в течение которого инструмент способен обнаружить сигнал от Юпитера на любой из частот. Далее, для каждого зарегистрированного события (ш.б.) от Юпитера указываются моменты его начала и конца, интенсивность, диапазон частот, в котором обнаруживается эмиссия, долгота центрального меридиана Юпитера (система долгот III, 1957,0) для момента начала и конца ш.б. Интенсивность ш.б. грубо оценивается баллом исходя из следующей классификации по плотности потока s (в единицах $вт \cdot м^{-2} \cdot \mu\mu^{-1}$, на частоте 20 $M\mu$):

балл 1	$5 \cdot 10^{-22} < s < 2 \cdot 10^{-21}$
балл 2	$2 \cdot 10^{-21} < s < 8 \cdot 10^{-21}$
балл 3	$8 \cdot 10^{-21} < s < 3 \cdot 10^{-20}$

Кроме этого, дается еще одна характеристика ш.б., которая названа «burstiness» и грубо характеризует количество и интенсивность секундных всплесков (L-всплески) путем выделения четырех категорий: «сглаженной», «слабой», «умеренной» и «сильной». «Сглаженная» означает отсутствие L-всплесков, «сильная» — большое количество интенсивных L-всплесков. «Умеренная» и «слабая» относятся к промежуточным случаям.

Начиная с 1964 г. в [6—9] приводится новая характеристика, связанная с эмиссией Юпитера: долгота спутника Ио (угол, отсчитываемый от верхнего геоцентрического соединения, т. е. когда Ио находится непосредственно позади Юпитера, если смотреть с Земли) для моментов начала и конца ш.б. Верхнее геоцентрическое соединение Ио наступает каждые 42,5 ч. В [10] было показано, что вероятность излучения Юпитера в декаметровом диапазоне сильно возрастала, когда Ио наблюдалась на определенных долготах (90 и 240°).

Все описанные выше характеристики декаметрового радиоизлучения, приведенные в [5—9], были использованы нами далее.

3. Прежде всего мы попытались обнаружить связь между вероятностью появления ш.б. от Юпитера и 11-летним циклом солнечной активности. Во всех исследованиях декаметрового радиоизлучения в качестве индекса активности Юпитера за данный период обычно берут вероятность W появления эмиссии, вычисляемую как отношение полной длительности

$\Sigma \Delta t$ ш.б. ко всему времени $\Sigma \Delta T$ наблюдения Юпитера, т. е. $W = \Sigma \Delta t / \Sigma \Delta T$. Большие изменения W , наблюдаемые год от года, некоторые исследователи уже давно объясняли геометрическими эффектами из-за узконаправленного характера излучения [11—13] (рис. 1). Была обнаружена ясно выраженная зависимость W от склонения D_E Земли в системе координат Юпитера (планетоцентрическая широта Земли), причем вероятность возрастала от нуля до $\sim 0,3$ при изменении D_E от $-3^\circ,2$ до $+3^\circ,2$. Поскольку период обращения Юпитера (11,9 года) и продолжительность цикла солнечной активности (11,2 года) достаточно близки, получилось так, что за время наблюдений (с 1955 г.) Юпитера максимум солнечной активности всегда совпадал с отрицательными значениями D_E и обнаруживалась кажущаяся обратная зависимость активности Юпитера от солнечной активности. Таким образом, для того чтобы выявить влияние 11-летнего цикла

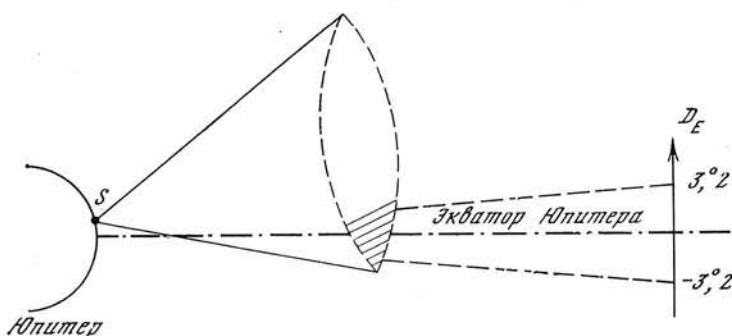


Рис. 1. Изменение положения Земли (склонение D_E) в системе координат Юпитера и относительно конуса излучения радиоисточника S на Юпитере

солнечной активности на декаметровое радиоизлучение Юпитера, надо сначала исключить влияние D_E — изменения склонения Земли.

Для этой цели нами была вычислена вероятность W для интервала времени 3,5 месяца до оппозиции — 1,5 месяца после оппозиции для каждого года и полученные значения W поставлены в соответствие с D_E (рис. 2). Как видно, если не учитывать точку, относящуюся к 1964 г., имеется хорошая корреляция. Авторы [7] в качестве возможного объяснения считают, что сильно заниженное значение W для оппозиции 1964 г. связано с предполагаемым ими уменьшением чувствительности аппаратуры. Прямая, показанная на рис. 2, проведена методом наименьших квадратов (исключая точку 1964 г.). Далее были определены величины отклонений ΔW точек от этой прямой. Значения ΔW , как видно из рис. 2, сравнимы с ошибками и, как оказалось, не обнаруживают связи с индексами солнечной активности.

Таким образом, можно сделать вывод, что в пределах ошибок вероятность W эмиссии от Юпитера в декаметровом диапазоне не зависит от уровня солнечной активности в 11-летнем цикле (при изменении угла D_E от $-3^\circ,2$ до $+3^\circ,2$).

Однако, как было показано в [3, 4], интенсивные ш.б. относительно чаще появляются в годы высокой солнечной активности. Поэтому были вычислены отдельно вероятности W_1 , W_2 и W_3 появления ш.б. разной интенсивности, характеризующиеся соответственно баллами 1, 2 и 3. Полученные результаты вместе с суммарной вероятностью W для разных лет представлены на рис. 3. Легко видеть, что кривая для W_1 в основном повторяет кривую для W , но для W_3 ход кривой уже иной. Для исключения зависимости W_3 от D_E взято отношение W_3/W или, что то же самое, $\Sigma \Delta t_3 / \Sigma \Delta t$, т. е. доля времени, когда наблюдались мощные ш.б., от всего периода активности Юпитера. Из рис. 4 видно, что величина относительной вероятности

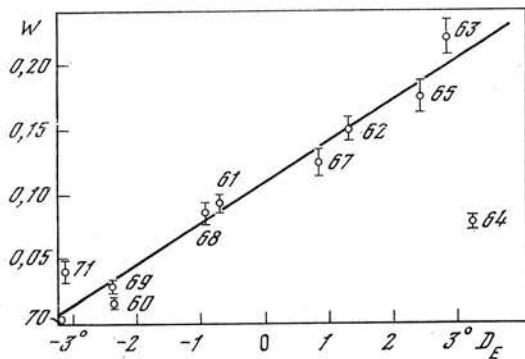


Рис. 2. Зависимость средних для данной оппозиции значений вероятности (W) радиоизлучения Юпитера от склонения (D_E) Земли в системе координат Юпитера
Цифры у точек — годы

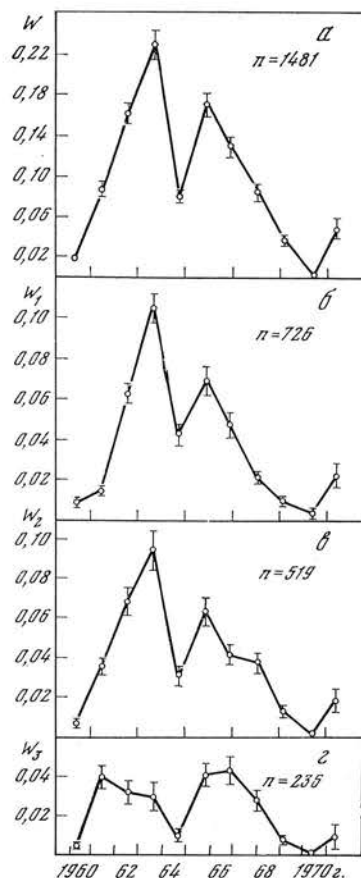


Рис. 3. Средние для данной оппозиции значения вероятностей (W_1 , W_2 и W_3) появления шумовых бурь балла 1, 2 и 3 (а, б, в, г — соответственно) для разных лет
 W — суммарная вероятность (а), n — число событий

ти (W_3/W) синхронно меняется с изменением уровня солнечной активности. Этот результат полностью согласуется с полученным нами ранее [3,4], но теперь подтвержден более надежно, так как используется не просто число ш. б. большой интенсивности, но и учитывается их длительность во времени.

Окончательный вывод можно сформулировать следующим образом: вероятность W обнаружения эмиссии от Юпитера в декаметровом диапазоне не зависит от уровня солнечной активности, однако относительная вероятность (W_3/W) появления ш.б. большой мощности меняется синхронно с уровнем солнечной активности. Что касается слабых ш.б. (балл 1), то их больше в годы низкой солнечной активности.

Этот результат, таким образом, возможно, выделяет большие ш.б. в особую категорию. Их можно рассматривать, например, как особый класс явлений, который наблюдается преимущественно в годы высокой солнечной активности и может быть связан с другим механизмом генерации.

При исследовании декаметрового излучения Юпитера большинство авторов не отделяют ш.б. большой интенсивности от слабых ш.б. В свете сказанного нами выше были исследованы различные характеристики декаметрового радиоизлучения отдельно для ш.б. разной интенсивности и для каждой оппозиции (для периода между 3,5 месяца до противостояния и 1,5 месяца после противостояния). Такими характеристиками являются: продолжительность ш.б. во времени, распределение активности по долготам Юпитера и в зависимости от положения спутника Ио, распределение по спектру и протяженность ш.б. по частоте, L-всплески. Переходим к последовательному описанию полученных результатов.

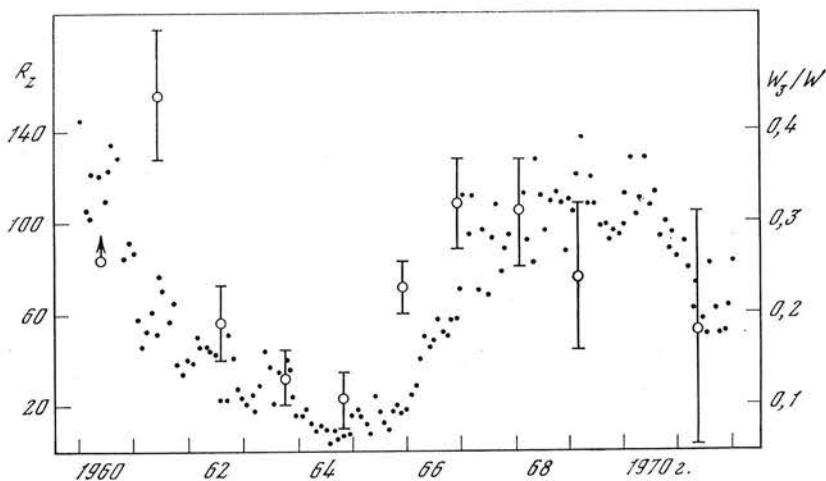


Рис. 4. Изменение величины относительной вероятности (W_3/W) появления шумовых бурь балла 3 для каждой оппозиции (кружки)

Вертикальные линии — ошибки, R_z — среднемесячные значения чисел Вольфа (точки)

4. Найдено, что средняя длительность ($\Delta t_{\text{ср}}$) ш.б. систематически возрастает с увеличением плотности потока и равна:

Балл	$\Delta t_{\text{ср}}$
1	$47^m \pm 18^m$
2	$66^m \pm 28^m$
3	$84^m \pm 41^m$

Хотя среднеквадратичные отклонения от средних значений весьма велики и различия в $\Delta t_{\text{ср}}$ как будто бы статистически недостоверны, однако из распределений по Δt (рис. 5) видно явное увеличение числа ш.б. большей длительности с возрастанием их интенсивности. Интересно отметить, что сходное распределение получено для ш.б. на Солнце на частоте 169 Мгц [14].

Средняя длительность ш.б. Юпитера показывает значительные вариации от года к году, обусловленные, по-видимому, систематическим возрастанием $\Delta t_{\text{ср}}$ с увеличением D_E (табл. 1), причем более интенсивным ш.б. всегда соответствуют более высокие наблюдаемые значения $\Delta t_{\text{ср}}$. В табл. 1 дано также число ш.б. (n) разной интенсивности. Из графика на рис. 2 и табл. 1 видно, что вероятность W обнаружения эмиссии от Юпитера возрастает с увеличением D_E как за счет увеличения числа ш.б., так и за счет их большей длительности. Одновременное возрастание $\Delta t_{\text{ср}}$ и D_E свидетельствует, по-видимому, об увеличении протяженности источников по долготе при перемещении наблюдателя от границы конуса излучения к центру (см. рис. 1).

Таблица 1

D_E	Ш. б. балла 1		Ш. б. балла 2		Ш. б. балла 3	
	n	Δt , мин	n	Δt , мин	n	Δt , мин
$-2^\circ, 3$	31	35 ± 15	31	39 ± 20	17	46 ± 24
$-0^\circ, 8$	91	31 ± 11	135	42 ± 19	75	68 ± 31
$+1^\circ, 0$	211	44 ± 18	145	63 ± 29	70	89 ± 39
$+2^\circ, 6$	290	57 ± 21	161	92 ± 41	61	107 ± 49

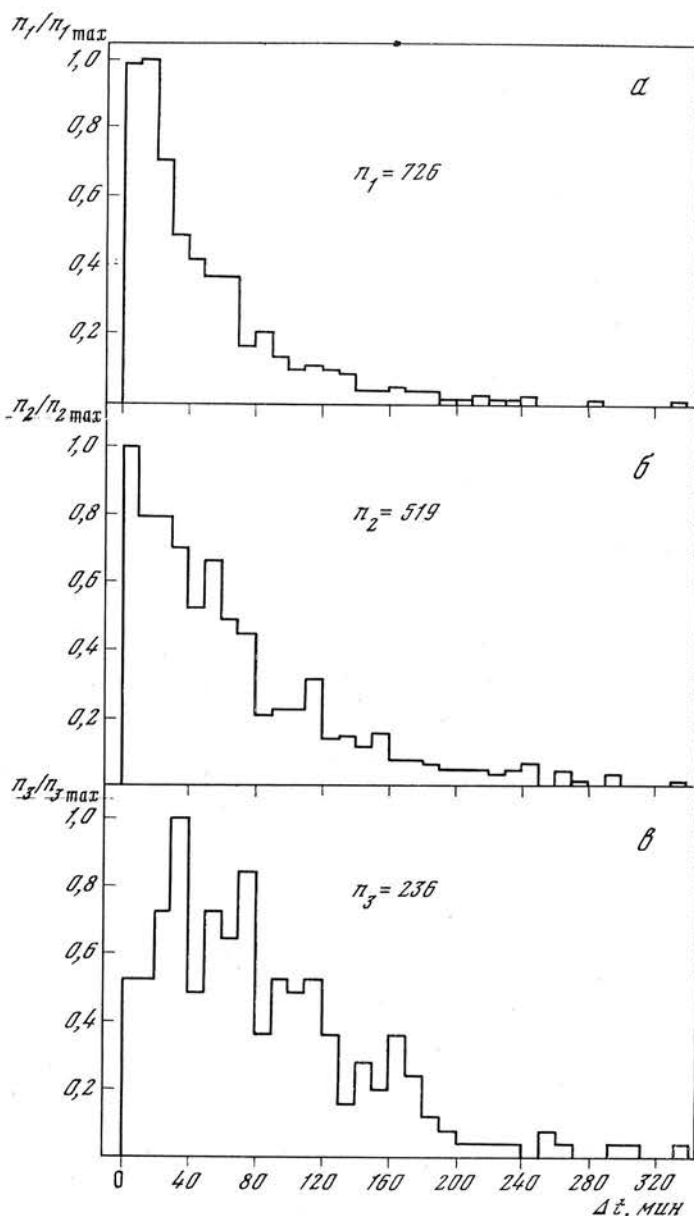


Рис. 5. Относительные (принимая наибольшее значение равным единице) распределения шумовых бурь разной интенсивности в зависимости от их наблюдаемой длительности (Δt) во времени

α — для шумовых бурь балла 1, β — балла 2, γ — балла 3, n — число событий

5. Было получено распределение ш.б. разных баллов по долготе (долгота центрального меридиана в моменты начала и конца ш.б., система долгот III) отдельно для разных лет. Принципиальных различий в распределениях для событий разных баллов обнаружено не было, но некоторые отличия имеются. На суммарных графиках, построенных за весь исследуемый период (1960—1971 гг.) отдельно для ш.б. разных баллов, видны все три источника (А, В и С), но источник С выражен наименее четко, так как он почти сливается с источником А (особенно для ш.б. балла 1). Однако если амплитуды этих источников для ш.б. балла 3 приблизительно одинаковые, то для ш.б. балла 1 источник А (основной источник, долгота

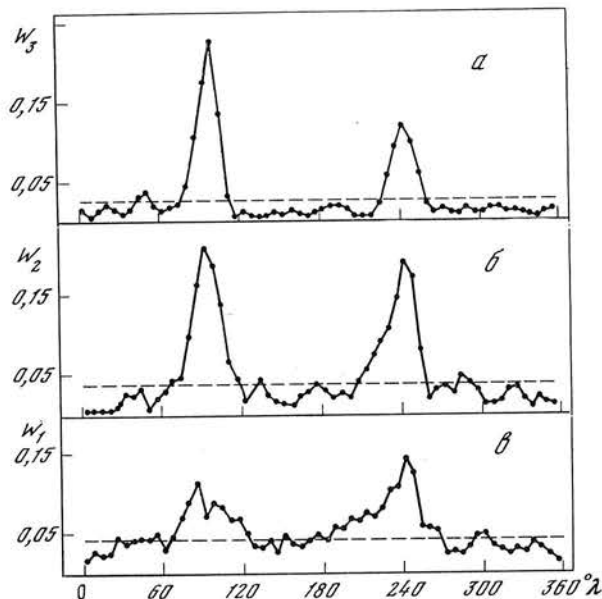


Рис. 6. Распределение вероятностей W_1 , W_2 , W_3 появления шумовых бурь разной интенсивности в зависимости от долготы λ спутника Ио
 а — для шумовых бурь балла 3;
 б — балла 2; в — балла 1. Штриховой линией показаны средние вероятности

которого совпадает с долготой северного магнитного полюса Юпитера) существенно преобладает. Шумовые бури балла 2 занимают промежуточное положение. Сравнение этих распределений для каждого года отдельно показывает более сильные вариации как между ш.б. разных баллов, так и для излучения одной и той же интенсивности. Относительные амплитуды источников, протяженность их по долготе заметно меняются от оппозиции к оппозиции.

Источник А всегда преобладает для ш.б. балла 1 (за исключением 1964 г., когда источник В был равен ему по амплитуде), а для ш.б. балла 2 он был наибольшим лишь в отдельные годы. Источник С часто неразличим, так как сливается с источником А. Источник В, вероятность излучения которого сильно зависит от положения спутника Ио, присутствует для ш.б. балла 2 и 3 практически всегда, однако для ш.б. балла 1 он отчетливо виден лишь в 1962—1964 гг.

В табл. 2 приведены угловые размеры (по долготе) источников А и В для четырех значений D_E (аналогично табл. 1). Протяженность по долготе определялась на уровне 0,5 от амплитуды источника. Если на этом уровне источники А и С не различались, то они рассматривались как один источник А. Из табл. 2 видно, что имеется тенденция к возрастанию протяженности по долготе источника А с возрастанием D_E , но для источника В она выражена менее отчетливо (особенно для ш.б. балла 1). Эти результаты находятся в хорошем согласии с данными табл. 1 и логически дополняют друг друга.

6. Для противостояний 1964—1971 гг. были построены распределения вероятностей появления ш.б. балла 1, 2 и 3 в зависимости от долготы λ

Таблица 2

D_E	Ш. б. балла 1		Ш. б. балла 2		Ш. б. балла 3		Ш. б. балла 1, 2 и 3	
	А	В	А	В	А	В	А	В
$-2^\circ, 3$	45—68°	38°	40—75°	30—38°	20—45°	60—62°	20—75°	38—62°
$-0^\circ, 8$	38—50°	52—55°	48—68°	68—85°	55—78°	58—75°	38—78°	52—85°
$+1^\circ, 0$	75—88°	28—40°	62°	55—75°	68—100°	85°	62—100°	28—85°
$+2^\circ, 6$	108—132°	40°	108—150°	45—88°	88—92°	62—98°	88—150°	40—98°

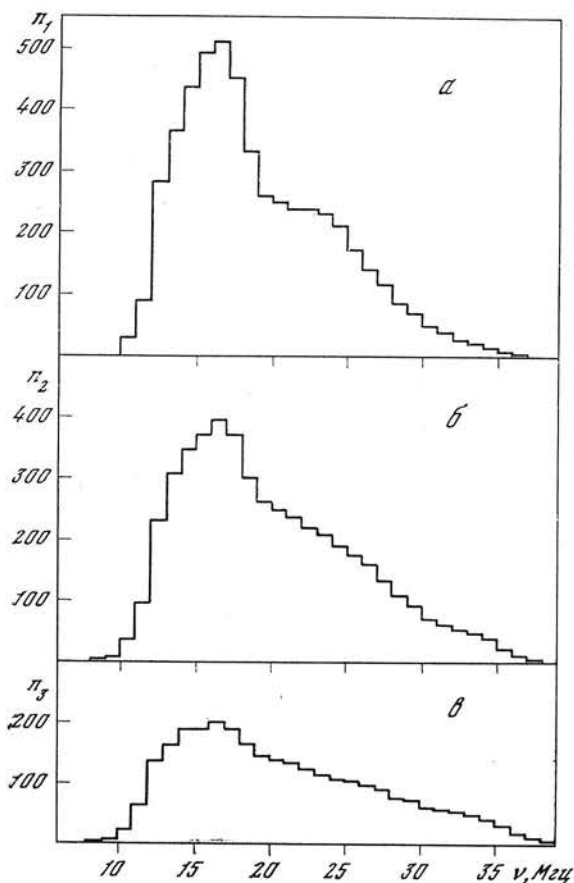


Рис. 7. Распределение шумовых бурь по частоте ν
 а — шумовые бури балла 1;
 б — балла 2; в — балла 3

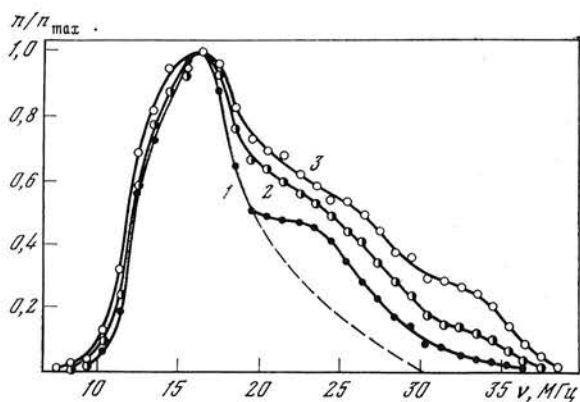


Рис. 8. Относительные распределения шумовых бурь по частоте ν
 1 — шумовые бури балла 1;
 2 — балла 2; 3 — балла 3

спутника Ио. Оказалось, что наиболее четко эффект спутника Ио проявляется для больших ш. б. (балла 3 и 2) и существенно меньше для ш. б. балла 1 (рис. 6). Этот факт интересно сопоставить с результатом, полученным в [15], где показано, что для декаметрового излучения очень малой интенсивности, которое регистрировалось в 1973 г. при увеличении чувствительности в 200 раз по сравнению с обычно применяемой для наблюдений Юпитера, влияние спутника Ио полностью отсутствует. Подробное рассмотрение графиков, построенных для каждого противостояния в отдельности, показало, что для ш.б. балла 1 эффект Ио отчетливо виден лишь в 1964 г. и присутствует, по-видимому, в 1965 г. К сожалению, мы не располагали данными о долготах спутника Ио за 1960—1963 гг., но из анализа распределения ш.б. по долготе Юпитера (см. выше) следует, что

источник В (возбуждение которого в основном зависит от Ио) для ш. б. балла 1 присутствует лишь в 1962—1964 гг. Таким образом, эффект Ио в декаметровом излучении малой интенсивности (балл 1) наблюдался, по-видимому, только в 1962—1965 гг., т. е. в годы, близкие к минимуму солнечной активности, а для ш.б. большой интенсивности (балла 2 и 3) имел место всегда, независимо от уровня солнечной активности. Так как к минимуму солнечной активности доля мощных ш.б. заметно падает (см. рис. 4), то значительная часть излучения, контролируемого спутником Ио, будет малой интенсивности. Следовательно, средняя интенсивность декаметрового излучения, возбуждаемого спутником Ио, должна зависеть от уровня солнечной активности.

7. Были построены распределения ш.б. по частотам, на которых они наблюдались (рис. 7 и 8). Легко видеть, что максимумы всех распределений совпадают, но протяженность по диапазону частот заметно возрастает (в обе стороны от максимума) для более интенсивного излучения, т. е. распределение становится более плоским. Поскольку чувствительность аппаратуры выше (в 5—10 раз) на частотах ≥ 20 Мгц [5], то штриховой линией на рис. 8 показан предполагаемый ход распределения для ш.б. балла 1 в этом диапазоне.

Уменьшение числа ш.б. в сторону низких частот связано, как известно, с поглощением излучения в земной ионосфере, а уменьшение в сторону высоких — с быстрым падением интенсивности декаметровой эмиссии с возрастанием частоты. Поэтому различия в распределениях ш. б. разных баллов обусловлены, по-видимому, преимущественно наблюдательными эффектами, так как более интенсивное излучение легче обнаружить по обе стороны от максимума.

В связи с этим интересно рассмотреть, как меняется доля ш. б. балла 3 (по отношению ко всем ш.б.) в различных участках диапазона частот в зависимости от уровня солнечной активности. Были выбраны четыре таких участка: до максимума (11—14 Мгц), максимум (14—18 Мгц) и после максимума (21—25 и 30—35 Мгц). Как видно из графиков рис. 9, для всех четырех интервалов частот ход кривых одинаков и соответствует положительной корреляции с индексами солнечной активности (см. рис. 4). Таким образом, можно заключить, что изменение относительной вероятности появления интенсивных ш.б. с циклом солнечной активности не зависит от частоты, на которой ведутся наблюдения.

8. Далее был вычислен средний диапазон частот ($\Delta\nu$, Мгц), в пределах которого наблюдались ш.б. балла 1, 2 и 3. Как и следовало ожидать, $\Delta\nu_{\text{ср}}$ возрастает с увеличением интенсивности ш. б.:

Балл	$\Delta\nu_{\text{ср}}$, Мгц
1	7,3±4,8
2	9,5±5,9
3	12,3±7,0

Более убедительно этот результат следует из распределений по $\Delta\nu$ (рис. 10). Вид этих распределений такой же, как и для Δt (см. рис. 5). Более того, оказалось, что $\Delta\nu$ также имеет тенденцию возрастать с увеличением склонения Земли (D_E) в системе координат Юпитера (табл. 3).

Т а б л и ц а 3

D_E	Ш. б. балла 1 $\Delta\nu$, Мгц	Ш.б. балла 2 $\Delta\nu$, Мгц	Ш. б. балла 3 $\Delta\nu$, Мгц
-2°,3	8,3±4,6	10,7±6,1	9,9±5,4
-0°,8	4,9±2,3	7,2±3,6	10,9±5,4
+1°,0	6,7±3,1	8,7±4,2	13,4±6,9
+2°,6	8,2±4,0	11,8±5,5	13,7±7,2

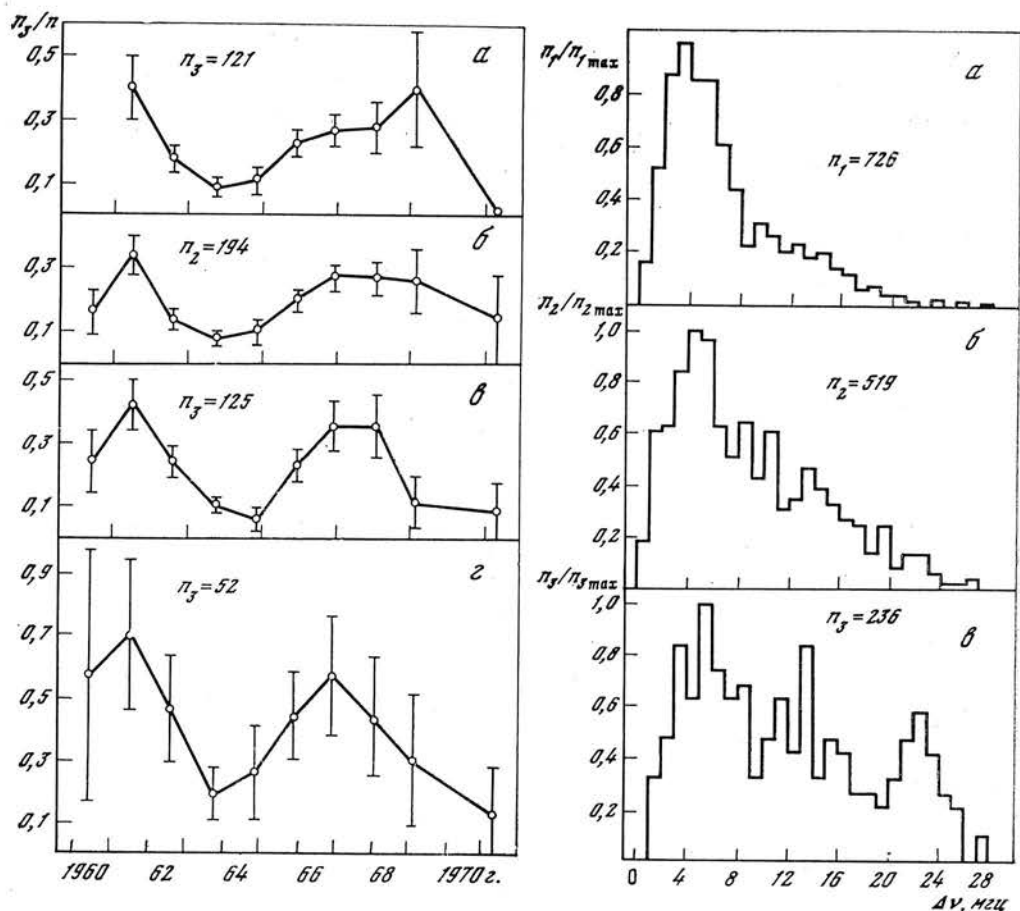


Рис. 9. Изменение величины средней доли шумовых бурь балла 3 для каждой оппозиции и для разных диапазонов частот

а — 11—14 МГц; б — 14—18 МГц; в — 21—25 МГц; г — 30—35 МГц; n_3 — число ш. б. балла 3

Рис. 10. Относительные распределения шумовых бурь разной интенсивности в зависимости от их протяженности по частоте ($\Delta\nu$)

а — для шумовых бурь балла 1; б — балла 2; в — балла 3; n — число событий

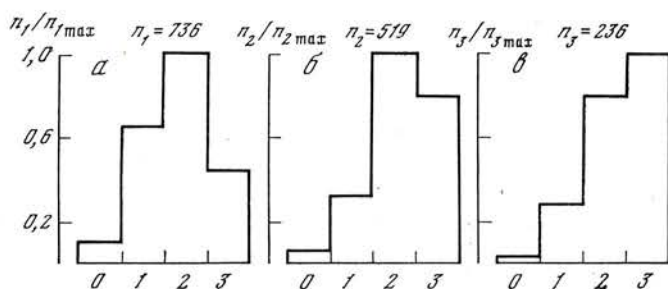


Рис. 11. Относительное распределение шумовых бурь разной интенсивности в зависимости от их «всплесковости»

0 — «сглаженная», 1 — «слабая», 2 — «умеренная», 3 — «сильная», а — для шумовых бурь балла 1, б — балла 2, в — балла 3; n_1, n_2, n_3 — число шумовых бурь балла 1, 2 и 3 соответственно

Имеется даже некоторая корреляция между наблюдаемыми средними значениями Δt_{cp} и $\Delta\nu_{cp}$ (см. табл. 1 и 3).

9. Наконец, была исследована еще одна характеристика декаметрового излучения Юпитера — наличие L-всплесков. Найдено, что число и интенсивность L-всплесков систематически возрастают с увеличением мощ-

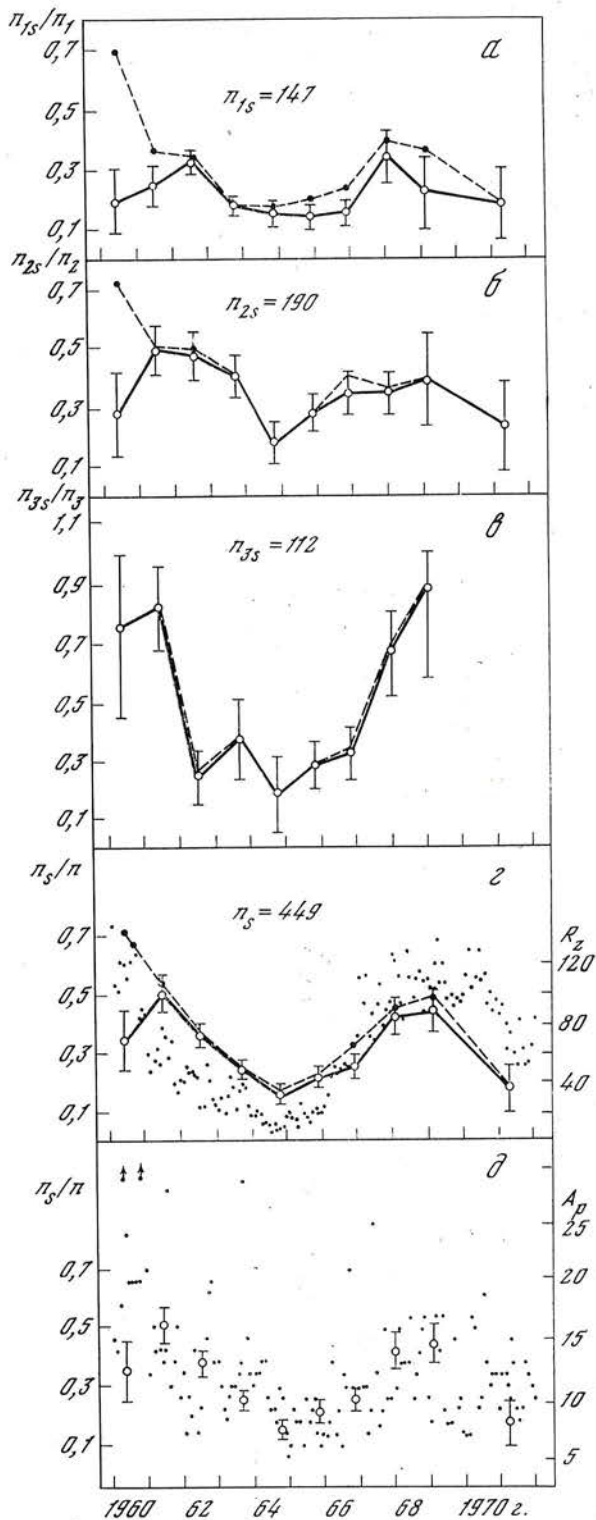


Рис. 12. Изменение величины средней доли шумовых бурь с «сильной» «всплесковостью» (n_s/n , кружки) для каждой оппозиции и для шумовых бурь разной интенсивности

Штриховыми линиями показаны изменения величины средней доли шумовых бурь с «сильной» плюс «сглаженной» «всплесковостью»: а — для шумовых бурь балла 1; б — балла 2; в — балла 3; г и д — балла 1, 2 и 3 вместе. R_z — среднемесячные значения чисел Вольфа (точки), A_p — среднемесячные значения геомагнитной активности (точки), n_s — число шумовых бурь с «сильной» «всплесковостью»

ности ш.б. (рис. 11). Такая же зависимость обнаружена для всплесков 1-го типа на Солнце [16]. Рассмотрение аналогичных распределений для каждого года в отдельности показало, что они значительно меняются со временем. При этом была обнаружена вполне определенная закономерность: доля ш.б. (n_s/n) с большим числом интенсивных L-всплесков (и, по-видимому, доля ш.б. совсем без L-всплесков) больше в годы высокой солнечной активности (рис. 12, *з*), а ш.б. с малым и умеренным числом L-всплесков наблюдаются преимущественно в годы, близкие к минимуму солнечной активности. Эта зависимость наиболее четко выражена для ш.б. балла 3 (рис. 12, *е*), и, по-видимому, имеется такая же тенденция для ш.б. балла 2 и 1. На рис. 12, *д* вместо чисел Вольфа (R_z) взят планетарный индекс геомагнитной активности (A_p). Точки, соответствующие величинам n_s/n , несколько лучше следуют изменению A_p , нежели R_z .

Поскольку природа L-всплесков окончательно не выяснена, то однозначное истолкование полученного результата затруднительно.

10. Основные результаты можно сформулировать в виде следующих выводов:

1. Вероятность W обнаружения декаметрового радиоизлучения от Юпитера не зависит от уровня солнечной активности. Относительная вероятность (W_3/W) появления ш.б. большой интенсивности синхронно меняется с индексами солнечной активности независимо от частоты, на которой ведется наблюдение (в диапазоне 10—35 МГц).

2. Наблюдаемые длительность ш.б., протяженность по диапазону частот, интенсивность и количество L-всплесков систематически возрастают с увеличением мощности ш.б.

3. По-видимому, имеется тенденция к увеличению протяженности по долготе источников на Юпитере при перемещении наблюдателя от границы конуса излучения к его середине.

4. Эффект спутника Ио в декаметровом излучении Юпитера отчетливо выражен только для интенсивных ш.б., а для слабых ш.б. наблюдается лишь в годы, близкие к минимуму солнечной активности.

5. Процент ш.б. с большим числом L-всплесков синхронно меняется с индексом геомагнитной активности.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность Б. М. Владимирскому за критические замечания при обсуждении работы, а также Е. М. Ерюшевой за помощь в оформлении иллюстративного материала.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. A. Gurnett, J. Geophys. Res., 1975, 80, N 19, 2751.
2. M. L. Kaiser, R. G. Stone. Science, 1975, 189, N 4199, 285.
3. Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, 81.
4. Б. М. Владимирский, Л. С. Левицкий. VII Ленинградский международный семинар по проблеме «Корпускулярные потоки Солнца и радиационные пояса Земли и Юпитера», 1975.
5. J. W. Warwick, W. T. Kreiss. IGY Solar Activity Rept, 1964, N 28.
6. J. W. Warwick, G. A. Dulk. IGY Solar Activity Rept, 1965, N 32.
7. J. W. Warwick, G. A. Dulk. IGY Solar Activity Rept, 1966, N 34.
8. J. W. Warwick, G. A. Dulk. Rept. AUG-3, 1968.
9. J. W. Warwick, G. A. Dulk, D. C. Sevan. Rept UAG-25, 1973.
10. E. K. Bigg. Nature, 1964, 203, 1008.
11. S. Gulkis, T. D. Carr. Science, 1966, 154, 257.
12. G. A. Dulk. Icarus, 1967, 7, 173.
13. T. D. Carr. Astrophys. Lett., 1971, 7, 157.
14. A. M. Le Squeren (A. M. Malinge). Ann. Astrophys., 1963, 26, N 2, 97.
15. M. D. Desch, T. D. Carr, J. Sevy. Icarus, 1975, 25, N 1, 12.
16. M. R. Kundu. Solar Radio Astronomy. N. Y.—London—Sydney, 1965.

О МЕТОДИКЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ 1,9—3,5 см

Л. И. Цветков

Рассматриваются некоторые вопросы методики наблюдений поляризованной по кругу (V) и линейно-поляризованной (Q) компонент в радиоизлучении Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Флуктуационная чувствительность по каналу интенсивности (I) составляет $5 \cdot 10^{-4} T_{\odot}$. Чувствительность измерений степени поляризации составляет 0,1%. Обсуждаются результаты исследования паразитных сигналов. Приводится методика их частичной компенсации. Указывается на возможность увеличения числа длин волн при спектральных наблюдениях в диапазоне 1,9—3,5 см.

ON METHOD OF POLARIZATION OBSERVATIONS OF THE SOLAR RADIO EMISSION AT THE 1.9—3.5 CM WAVELENGTH BAND, by *L. I. Tsvetkov*.— Some problems method of observations of circularly polarized (V) and linearly polarized (Q) components of the solar radio emission at the 1.9, 2.5 and 3.5 cm wavelengths are considered. The interference sensitivity on a channel of intensity (I) is about $5 \cdot 10^{-4} T_{\odot}$. The sensitivity of measurements of degree polarization is about 0.1%. The results of investigation of parasitic signals are discussed. The method of partial compensation of these signals is given. A possibility of increasing of discrete wavelengths of observed spectrum at the 1.9—3.5 cm wavelength band are indicated.

К настоящему времени с помощью трехканального поляриметра проведено семь циклов наблюдений радиоизлучения Солнца на РТ-22 КАО АН СССР. Как описано в [1], конструкция поляриметра предусматривает применение единого облучателя, что дает возможность осуществить совмещение приема радиоизлучения по направлению и во времени на трех волнах сантиметрового диапазона. Получен наблюдательный материал для исследования радиоизлучения от участков спокойного Солнца, от локальных источников и всплесков [2—5]. Первые наблюдения показали необходимость выравнивания каналов поляриметра по чувствительности и пространственному разрешению. В связи с этим были сделаны некоторые усовершенствования поляриметра, в частности повышена чувствительность радиометров, улучшены параметры СВЧ-элементов блока модуляторов. Были проведены также антенные измерения и исследованы параметры калибровочных эталонов. Конструкция поляриметра позволяет расширить спектральные характеристики аппаратуры. В 1974—1975 гг. проводились наблюдения радиоизлучения Солнца одновременно на четырех волнах: 1,9; 2,5; 3,0; 3,5 см. В 1975 г. после модернизации радиополяриметра была проверена возможность одновременной регистрации полной интенсивности (I) и линейно-поляризованной составляющей (Q) радиоизлучения на трех длинах волн сантиметрового диапазона.

Ниже приводится описание параметров всего антенно-радиометрического комплекса в диапазоне 1,9—3,5 см, а также рассматриваются вопросы, касающиеся методики наблюдений и обработки наблюдательного материала.

1. О диаграмме направленности РТ-22 в диапазоне 1,9—3,5 см

Знание диаграммы направленности антенны необходимо при решении многих задач: определение потоков и размеров источников, распределение излучения по источнику и т. п. Известными методами [6, 7] мы измерили параметры РТ-22 после перестройки облучателя, вызванной необходимостью выравнивания углового разрешения в нашем диапазоне. При этом на каждой волне с одним анализатором на выходе облучателя регистрировались радиоизлучения Луны, Солнца, источников Телец-А, Кассиопея-А, Лебедь-А. Размеры диаграмм направленности ($\theta_{0,5}$), полученные в результате обработки антенных измерений, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Диаграмма направленности (метод измерений)	$\lambda = 3,5$ см	$\lambda = 2,5$ см	$\lambda = 1,9$ см
$\theta_{0,5}$ (E×H) (по источникам)	6,2 × 6,0	4,7 × 5,0	4,3 × 4,8
$\theta_{0,5}$ (по краю диска Солнца)	6,1	5,0	4,9

Относительная точность измерений в нашем случае около 5%.

Необходимо отметить, что при поляризационных наблюдениях в соответствии с выбранной схемой поляриметра суммарная зона обзора пространства получается в результате суперпозиции двух диаграмм, ориентированных ортогонально. Установка СВЧ-блоков поляриметра на РТ-22 (рис. 1) обеспечивает одновременное измерение вертикально-поляризованной и горизонтально-поляризованной составляющих принимаемого радиоизлучения. Приведенные нами значения диаграмм направленности несколько отличаются от оптимальных на отдельных волнах [8]. В ряде

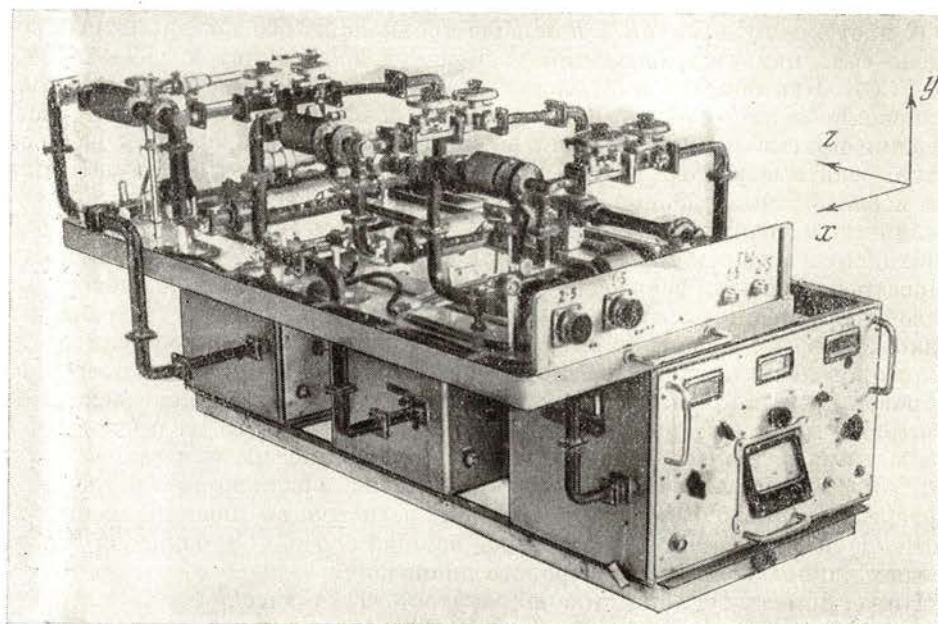


Рис. 1. Общий вид СВЧ-блоков поляриметра

случаев идентичность разрешения по диапазону дает больше преимуществ, чем оптимальность направленности на разных длинах волн, при заметном отличии диаграмм между собой.

2. К методике определения степени поляризации

Изучение количественных характеристик поляризованного радиоизлучения требует знания абсолютных величин калибровочных сигналов, а также характера и величины паразитных эффектов. Параболическая антенна не изменяет состояния поляризации падающей волны. Поскольку при поляризационных наблюдениях в диапазоне 1,9—3,5 см нами применялся двухзеркальный облучатель [8], то знак поляризации (направление вращения вектора E) на выходе также остается неизменным. Измеряя величины антенных температур поляризованной и неполяризованной компонент радиоизлучения, а также принимая определенные допущения о размерах источников, можно определить интегральную степень поляризации.

Для калибровки поляризованной составляющей радиоизлучения нами применялись калибровочные эталоны, питаемые от ГШ [4]. По сравнению с известными способами относительной калибровки [9, 10] этот метод имеет то преимущество, что позволяет получить калибровочный сигнал, регулируемый по параметрам в широких пределах.

Процесс относительной калибровки заключался в сравнении эффективной температуры от калибровочных эталонов с температурой неба (плюс температура шума опорного канала) при положении антенны «в зените» обычно в начале и конце наблюдений. Уровни калибровочных сигналов регистрировались при двух положениях (0—180°) переключателя фазы модулирующего напряжения. Затем эти значения усреднялись. Различие в уровнях на канале I не превышает 2%, а на канале V — 3%, что находится в пределах ошибок калибровок порядка 5%.

Рассмотрим более подробно методику исследования параметров излучения калибровочных эталонов. С помощью модуляционных радиометров определялась усредненная мощность шума от калибровочных эталонов в единицах спектральной плотности шума kT_0 ($T_0 = 290$ °К). Анализатором линейной составляющей поля служил вход радиометра (прямоугольный волновод) при модуляции на согласованную нагрузку. По данным измерений строилась поляризационная диаграмма по мощности. На рис. 2 изображена поляризационная диаграмма и геометрические характеристики эллипса, построенного по диаграмме. Так как плотность потока шумовой мощности волны [11]

$$|\overline{P}_m| = |\overline{E}_m|^2 = |\overline{E}_x|^2 + |\overline{E}_y|^2, \quad (1)$$

где $|\overline{E}_x|$ и $|\overline{E}_y|$ — амплитуды ортогональных компонент, то коэффициент эллиптичности

$$r = \sqrt{\frac{P_{\max}}{P_{\min}}}, \quad (2)$$

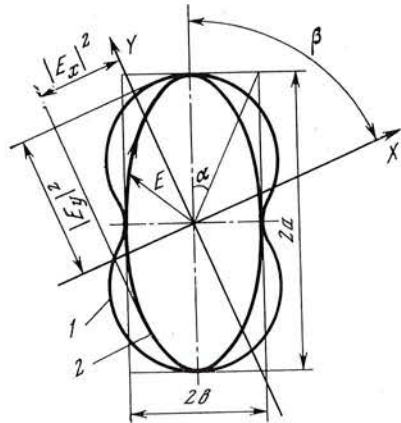


Рис. 2. Поляризационная диаграмма (1) и параметры эллипса поляризации (2), $\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{b/a} = r$

где $|\overline{P_{\max}}|$ и $|\overline{P_{\min}}|$ — измеряемые величины спектральной плотности сигналов в направлении большой и малой осей эллипса.

Далее по формулам преобразования параметров эллипса поляризации в параметры Стокса

$$I = |\overline{E_m}|^2; \quad Q = |\overline{E_m}|^2 \cos 2\alpha \cdot \cos 2\beta;$$

$$U = |\overline{E_m}|^2 \cos 2\alpha \cdot \sin 2\beta; \quad V = |\overline{E_m}|^2 \sin 2\alpha \quad (3)$$

были вычислены составляющие излучения калибровочных эталонов. Результаты измерений и вычислений представлены в табл. 2.

Таблица 2

№ п/п	Параметры	$\lambda = 3,5 \text{ см}$	$\lambda = 2,5 \text{ см}$	$\lambda = 1,9 \text{ см}$
		$\Delta f = 25 \text{ Мгц}$	$\Delta f = 15 \text{ Мгц}$	$\Delta f = 45 \text{ Мгц}$
1	Параметр I (kT_0)	11,99	12,36	12,48
2	Параметр Q (kT_0)	0,19	0,20	0,20
3	Параметр U (kT_0)	2,63	0,40	3,75
4	Параметр V (kT_0)	11,72	12,35	11,90
5	Наклон эллипса β	47°	62°	43°30'
6	Степень поляризации ρ	0,977	0,999	0,955
7	Эквивалентная температура поляризованного сигнала $T_{\Delta V}$	3400 ± 170°	3580 ± 180°	3450 ± 175°

Относительная точность измерений поляризационных диаграмм около 4%. В качестве опорного сигнала при измерениях использовался сигнал от согласованной нагрузки, нагретой до температуры 100 °С (КСВН = 1,05). Параметры калибровочных сигналов измерялись в полосе 10—45 Мгц, обусловленной пределами регулировок частот гетеродинов при настройке и наблюдениях на РТ-22.

На рис. 3 изображен блок поляризационных модуляторов поляриметра с подключенным на общий вход калибровочным эталоном (а), создающим эллиптически-поляризованное излучение.

3. Описание аппаратуры и методики наблюдений линейно-поляризованной составляющей радиоизлучения Солнца

Постановка наблюдений по обнаружению линейной составляющей поляризации радиоизлучения Солнца предъявляет определенные требования к аппаратуре и методике наблюдений. Важно такие наблюдения проводить на больших радиотелескопах.

Конструкция трехканального поляриметра позволяет легко осуществить переход от регистрации параметров Стокса I и V к регистрации параметров Стокса I и Q (или I и U) одновременно на трех длинах волн в принятой базисной системе координат. При этом на выходах поляриметра регистрируются сигналы, пропорциональные параметрам Стокса:

$$I = |\overline{E_y(t)}|^2 + |\overline{E_x(t)}|^2; \quad (4)$$

$$Q = |\overline{E_y(t)}|^2 - |\overline{E_x(t)}|^2;$$

где $|\overline{E_y(t)}|$ и $|\overline{E_x(t)}|$ — усредненные ортогональные компоненты сигнала.

Компоновка СВЧ-блока модуляторов поляриметра в режиме регистрации I и Q изображена на рис. 4. Там же показан пример подключения калибровочной секции (б), создающей горизонтальную составляющую ли-

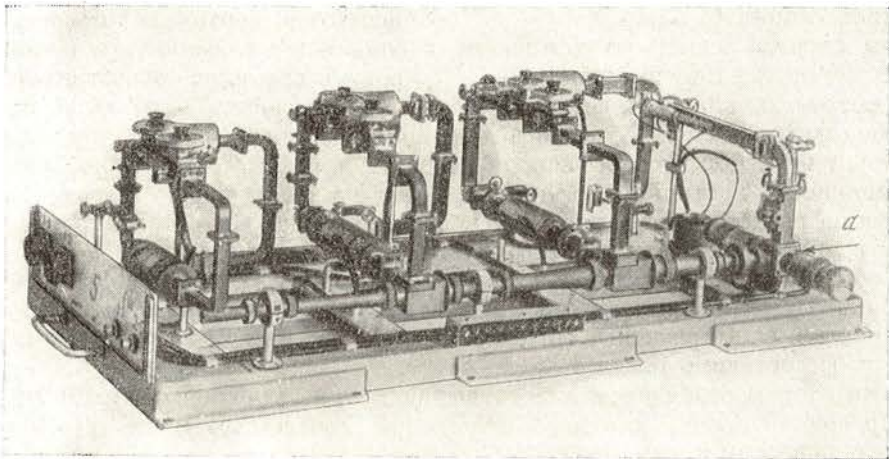


Рис. 3. Вид блока модуляторов поляриметра в режиме регистрации I и V
Пример подключения калибровочного эталона (а)

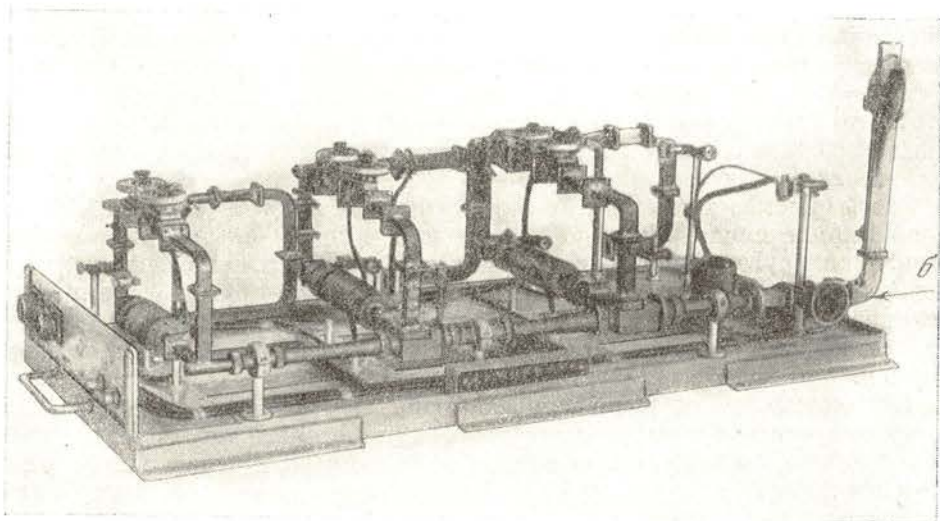


Рис. 4. Вид блока модуляторов поляриметра в режиме регистрации I и Q
Пример подключения калибровочной секции (б)

нейно-поляризованного излучения от ГШ. В качестве амплитудных модуляторов линейных компонент используются ферритовые устройства, подключенные непосредственно к сумматорам. В схеме регистрации параметров I и V они выполняют функции развязывающих устройств (см. [1]). Каналы усиления и регистрации интенсивности и поляризованной составляющей, а также сетка модулирующих частот остались прежними. Настройка поляриметра в таком варианте осуществляется с помощью секции, состоящей из генератора шума (ГШ) и аттенуатора. Спектральная плотность мощности сигнала калибровки составляла $11-19 kT_0$ в диапазоне $\lambda = 1,9 \div 3,5$ см ($T_0 = 290$ °К).

Настройка СВЧ-тракта проводилась в два этапа. На первом этапе осуществлялось совмещение положения базисной системы координат анализируемой эллиптически-поляризованной волны с плоскостями приема ортогональных компонент, связанных с конструкцией ответвителей поляризации. При подаче на общий вход поляриметра сигнала от калибро-

вочной секции (в плоскостях $\pm 45^\circ$ относительно вертикали) изменением фазы сигнала одной из компонент добивались минимального ($+45^\circ$) и соответственно максимального (-45°) уровней сигналов, регистрируемых на выходе канала I . Известно [11], что при изменении фазы одной из ортогональных компонент анализатора поляризации на угол φ происходит поворот базисной системы координат на угол $\varphi/2$. Следовательно, имеется возможность настройки поляриметра как на регистрацию параметра Q , так и на регистрацию параметра U , который может быть интерпретирован как разность мощностей ортогональных компонент в системе координат, повернутой на угол 45° относительно положения, в котором измеряется параметр Q . Для испытаний поляриметр был настроен на регистрацию параметров I и Q . Паразитные сигналы за счет элементов СВЧ-тракта по параметру U составили менее 3—5%.

На втором этапе проводилось выравнивание уровней сигналов от калибровочной секции для двух положений, соответствующих ортогональным плоскостям приема ответвителей поляризации, с помощью микроаттенюаторов.

4. О паразитных эффектах при поляризационных наблюдениях

Знание величины и характера паразитной поляризации необходимо для учета ее при определении истинного значения поляризованной составляющей радиоизлучения локальных источников и всплесков. Паразитные эффекты достаточно подробно исследованы в [9, 12, 13]. Они обусловлены паразитной модуляцией в высокочастотном тракте, а также различием диаграмм направленности в E - и H -плоскостях и кросс-поляризационными лепестками.

Здесь описывается характер паразитных сигналов и методика их частичной компенсации при наших наблюдениях на РТ-22 в режиме регистрации как круговой поляризации, так и линейно-поляризованного излучения. Заметим, что сравнение эффектов паразитной круговой и линейной поляризации позволяет получить в свою очередь некоторые сведения о форме диаграмм направленности РТ-22 с применяемым совмещенным облучателем.

Неполяризованное радиоизлучение спокойного Солнца может частично поляризоваться в высокочастотном тракте. Компенсация этих паразитных сигналов проводилась нами при наведении радиотелескопа на участок спокойного Солнца в середине однодневного цикла наблюдений. Она осуществляется с помощью микроаттенюаторов, предусмотренных для этой цели в конструкции каналов поляриметра. Причем в каждом данном случае регулировкой подбирался некоторый приемлемый уровень паразитного сигнала в каналах Q и V и величина уменьшения сигнала в каналах I . В принципе паразитный сигнал при приеме от спокойного Солнца может быть уменьшен до уровня шумовой дорожки. Описанный метод компенсации паразитных сигналов в совокупности с изменением частоты гетеродинов в возможных пределах позволяет осуществить выравнивание ортогональных компонент сигнала от неполяризованного источника после линейного преобразования в антенне и во входных трактах поляриметра, имеющих определенную неравномерность частотных и фазовых характеристик в пределах полосы по высокой частоте. Естественно, этот метод не позволяет полностью компенсировать паразитные сигналы, обусловленные антенной. Для этого необходимо симметризовать диаграмму направленности облучателя.

На рис. 5 приведены характерные записи паразитных сигналов при сканировании диска Солнца вдоль оси δ (при $\alpha = \alpha_{\odot}$), под углом 20° к центральному меридиану на трех волнах. Диаграмма направленности антенны проходила по участку диска, свободному от групп пятен (локальных источников) [14]. На оси абсцисс отмечен размер диска Солнца. Из

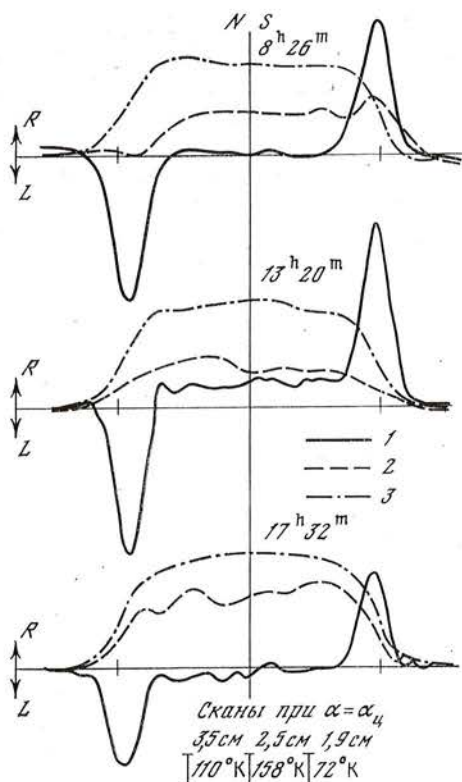


Рис. 5. Записи паразитных сигналов при регистрации поляризованной по кругу компоненты радиоизлучения Солнца (27.VIII 1975 г.)

1 — 1,9; 2 — 2,5; 3 — 3,5 см

Рис. 6. Записи паразитных сигналов при регистрации линейно-поляризованной компоненты радиоизлучения Солнца (2.IX 1975 г.)

1 — 1,9; 2 — 2,5; 3 — 3,5 см

рис. 5 следует, что на волне 3,5 см практически отсутствует «диаграммный» паразитный эффект от края диска и величина паразитного сигнала «просачивания» пропорциональна сигналу в канале I. На волне 1,9 см краевые паразитные эффекты максимальны, а паразитный сигнал «просачивания», возникающий в ВЧ-тракте, минимален. Наибольшее значение паразитного сигнала наблюдается тогда, когда направления сканирования совпадают с принятой базисной системой координат. На волне 2,5 см присутствуют паразитные сигналы обоих типов, в то же время краевые эффекты по величине слабее, чем на волне 1,9 см. Величина паразитных сигналов порядка 1,5—5% антенной температуры от спокойного Солнца, которая в нашем диапазоне близка к 8000—9000 °К.

Как и в случае регистрации круговой поляризации, предварительная настройка поляриметра для регистрации линейной поляризации на минимум паразитных сигналов производилась на РТ-22 по описанной методике. На рис. 6 показаны примеры записей паразитных сигналов линейной поляризации при сканировании по δ при $\alpha = \alpha_{ц}$ и $\alpha = \alpha_{ц} \pm 8'$ на трех волнах 2.IX 1975 г. Скан через центр диска Солнца есть результат прохождения диаграммы направленности антенны по диску Солнца без заметных (при нашей чувствительности) локальных центров излучения. Сканирование при $\alpha = \alpha_{ц} + 8'$ проводилось через локальный источник, связанный с

группой пятен № 77, а при $\alpha = \alpha_{\odot} - 8'$ через флоккул [15]. Это обстоятельство обусловило появление дополнительных аномалий на записях паразитных сигналов (верхние и нижние кривые). Из рис. 6 следует, что при регистрации линейной поляризации присутствуют паразитные сигналы обоих типов, т. е. как краевые эффекты диаграммного происхождения, так и паразитные эффекты из-за модуляции в ВЧ-тракте. Отмечается противофазность кривых записей паразитных сигналов на краю диска на волне 3,5 см по сравнению с записями на волнах 1,9 и 2,5 см, что может служить подтверждением результатов антенных измерений, показывающих различие положения максимальных размеров диаграмм направленности для указанных волн в E - и H -плоскостях (см. табл. 1).

5. К методике регистрации слабых изменений радиоизлучения Солнца

При наблюдениях поляризованной плюс неполяризованной составляющих (канал I) нами использовался квазиулевой метод приема, т. е. большая часть сигнала от Солнца компенсировалась сигналом от ГШ, подключаемого ко второму входу модуляторов радиометров. Конструктивно между разделительными устройствами (см. [1]) опорного канала и входами радиометров были включены управляемые аттенюаторы. Таким образом, с помощью одного ГШ на каждом канале устанавливался свой уровень компенсационного сигнала, выбираемый в зависимости от величины принимаемого сигнала на данной длине волны. Для оценки величины шумовой дорожки и колебаний антенной температуры на волне 3,5 см периодически проводилась запись ступеньки от ГШ, включаемого через направленный ответвитель к основному входу радиометра с эквивалентной температурой порядка 50 °К.

В 1974—1975 гг. при двух циклах наблюдений к поляриметру был подключен дополнительный канал — аппаратура для регистрации наклона спектра радиоизлучения вблизи волны 3,0 см [16]. Принципы частотного разделения каналов, положенные в основу конструкции поляриметра, позволили легко осуществить это без сколько-нибудь значительного ухудшения параметров поляриметра. Конструктивно между первым ответвителем поляризации ($\lambda = 3,5$ см) и вторым ответвителем ($\lambda = 2,5$ см) были выведены два ортогональных канала на волну и 3,0 см. При этом конструкция первого ответвителя претерпела некоторые изменения. Компоновка разделителей поляризации на волны 3,5 см (e), 3,0 см (g) показана на рис. 7. Для снижения взаимного влияния ортогональные каналы развернуты на угол 45°. Комплексные наблюдения по описанной методике позволяют улучшить спектральные характеристики аппаратуры, что представляет, на наш взгляд, интерес методического характера.

Точность поляризационных измерений в первую очередь зависит от чувствительности приемников. В результате улучшения параметров ферритовых СВЧ-элементов и согласования смесителей с помощью трансформаторов сопротивлений на ферритовых штырях флуктуационная чувствительность радиометров на всех волнах составила 1°,0—1°,5 К при эффективной полосе по промежуточной частоте 16 Мгц и $\tau = 1$ сек.

Вследствие сложности волноводных трактов поляриметра (блок модуляторов и опорный канал) шумовая температура ($T_{ш}$), приведенная к общему входу, несколько повышается. Ниже показаны значения температур шума входных цепей и опорного канала поляриметра.

λ , см	3,5 см	2,5 см	1,9 см
Температура шумов опорного канала $T_{ш, оп}$, °К	80	105	85
Температура шумов входных цепей $T_{ш, вх}$, °К	140	115	135

Величина шумовой дорожки при наблюдениях радиоизлучения Солнца в режиме слежения с компенсацией на канале I составляет в среднем

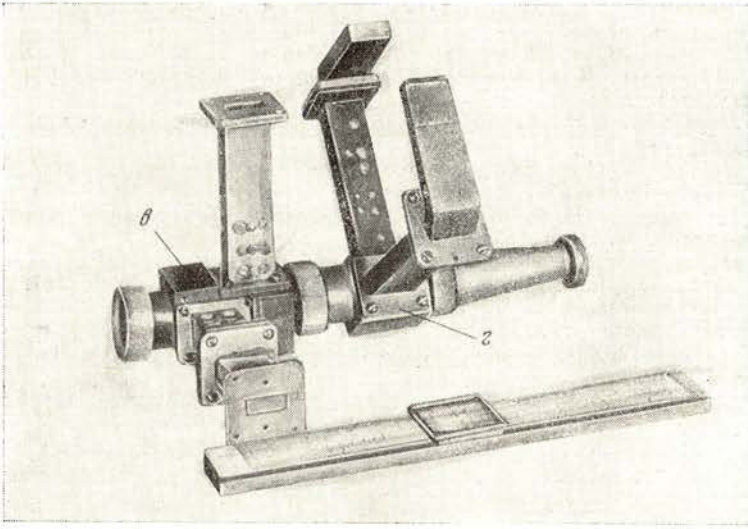


Рис. 7. Компонетка разделителя поляризации на волну 3,5 см (а) и ответвителя сигналов на волну 3,0 см (z)

по диапазону 15—25 °К, а на канале V соответственно 60—70 °К. При наблюдениях в режиме сканирования на канале V (прохождение диаграммы направленности радиотелескопа по участку спокойного Солнца) шумовая дорожка не превышает 30—40 °К.

Заключение

Используя полученные результаты, можно оценить флуктуационную чувствительность, которая при наших наблюдениях порядка $5 \cdot 10^{-4} T_{\Delta\odot}$. Чувствительность измерений степени поляризации близка к 0,1% и практически одинакова как при регистрации круговой, так и при регистрации линейно-поляризованной компонент радиоизлучения Солнца.

Исследования паразитных эффектов в антенной системе с применяемым облучателем [8] позволили выявить наличие паразитных сигналов при регистрации обоих параметров (Q и V), характер и величина которых практически совпадают. Соотношение величин сигналов паразитной линейной поляризации и размеров диаграмм направленности для основной поляризации в E - и H -плоскостях оказались в хорошем согласии с теорией [13].

Показана возможность увеличения числа длин волн при спектральных измерениях в диапазоне 1,9—3,5 см.

Автор приносит глубокую благодарность И. Г. Моисееву и Н. Н. Ерюшеву за полезные обсуждения, а также благодарен М. А. Миронову за оказанную помощь при выполнении работы.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 189.
2. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 180.
3. А. Ф. Бачурин, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, 171.
4. А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, 70.
5. А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев. Наст. том, с. 156.
6. А. Д. Кузьмин, А. Е. Соломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., «Сов. радио», 1964, с. 142.

7. *Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, Л. И. Матвеевко.* Сб. «Антенны», № 20. М. «Связь», 1974, с. 87.
8. *Л. Д. Бахрах, М. И. Григорьева, В. А. Ефанов, Л. Р. Коган, В. И. Костенко, Л. И. Матвеевко, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин.* Изв. вузов, Радиофизика, 1973, 14, № 5, 675.
9. *Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх.* Изв. ГАО, 1960, 21, № 164, вып. 5, 81.
10. *В. А. Ковалев.* XIII Всесоюзная конференция по радиоастрономии. Тезисы докладов. Пущино, 1975, с. 168.
11. *Д. Б. Канарейкин, Н. Ф. Павлов, В. А. Потехин.* Поляризация радиолокационных сигналов. М., «Сов. радио», 1966.
12. *Э. Г. Мирзабекян.* Сообщения Бюраканской обсерватории, 1957, № 23, 3.
13. *Н. А. Есепкина.* Изв. Специальной астрофиз. obs., 1972, № 4, 157.
14. Солнечные данные, 1975, № 8.
15. Солнечные данные, 1975, № 9.
16. *В. И. Алешин, М. М. Кобрин, А. И. Коршунов.* Изв. вузов, Радиофизика, 1973, 15, № 5, 747.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭВМ ДЛЯ ИСКЛЮЧЕНИЯ ВЛИЯНИЯ НЕСТАБИЛЬНОСТИ РАДИОМЕТРОВ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

С. Л. Домнин, В. А. Ефанов, В. А. Корсенский,
И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров

Описан метод регистрации данных радиоастрономических наблюдений, исключающий влияние изменений коэффициента усиления приемной аппаратуры на результаты измерений. В основу метода положена операция деления полезного сигнала на пилот-сигнал, выполняемая при помощи ЭВМ. Приведено описание алгоритма работы ЭВМ «Найри-К» при наблюдениях источников космического радиоизлучения в миллиметровом диапазоне радиоволн на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

THE USING OF COMPUTER FOR EXCLUDING OF INFLUENCE OF THE RADIOSPECTROMETER INSTABILITY ON MEASUREMENT RESULTS, by *S. L. Domnin, V. A. Efanov, V. A. Korsensky, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov.*— The description of the receiver that is insensitive to its gain variations is given. The principle of receiver's realization is based on calculation of received and reference signals ratio by computer. Radiometer is used for radioastronomical observations at millimetre wave lengths with the 22-m radiotelescope of Crimean astrophysical observatory.

Как известно, техническая чувствительность радиометров всех типов в значительной степени зависит от их стабильности [1]. Для повышения стабильности коэффициента усиления радиометров применяют различные методы, которые в той или иной степени позволяют либо уменьшать вариации усиления приемной аппаратуры [2, 3], либо получать информацию о состоянии приемно-усилительного тракта синхронно с регистрацией полезного сигнала [4, 5]. Всем этим методам присущи определенные недостатки, например сложность схемной реализации [2, 3], некоторое ухудшение чувствительности, необходимость последующей совместной обработки регистрограмм, отражающих состояние усиления приемника и полезного сигнала [4, 5].

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР предложен и реализован метод регистрации радиоастрономической информации, позволивший осуществить схему радиометра, практически нечувствительного к значительным колебаниям коэффициента усиления аппаратуры.

В основу метода положена операция деления полезного сигнала (T_n) на некоторый опорный сигнал (T_0) — пилот-сигнал [6]. При соответствующих «окрасках» T_n и T_0 (например, при модуляции этих двух сигналов на разных частотах) возможно последующее одновременное выделение этих сигналов соответствующими синхронными детекторами. В этом случае на выходе синхронных детекторов будем иметь сигналы, пропорциональные полезному и пилот-сигналу,

$$\begin{aligned} V_n &\sim GT_n \Delta f, \\ V_0 &\sim GT_0 \Delta f, \end{aligned} \quad (1)$$

где G — сквозной коэффициент усиления радиометра по высокой, промежуточной и низкой частоте; Δf — полоса принимаемых частот по высокой частоте.

Очевидно, что при осуществлении операции деления V_{Π} на V_0 вариации G и Δf исключаются. В аналоговом виде реализация операции деления сопряжена с рядом трудностей [7]. Задача упрощается, если деление производить с помощью электронной вычислительной машины в цифровом виде. Согласно теореме отсчетов (теореме Котельникова [8]), можно производить замену непрерывных сигналов выборками дискретных значений, причем интервал Δt между двумя отсчетными точками по оси времени должен быть не более τ , т. е.

$$\Delta t \leq \tau, \quad (2)$$

где τ — постоянная времени интегрирования выхода радиометра.

При достаточной скорости сравнения каналов, которая в общем определяется быстродействием ЭВМ и АЦП (аналога-цифрового преобразователя), изменением G за время опроса можно пренебречь.

Метод отношений был применен при наблюдениях с радиометром, оснащенным мазером, на волне 1,35 см. Функциональная схема радиометра, имеющего в своем составе ЭВМ [9], представлена на рис. 1. Для выравнивания каналов, соответствующих облучателям T_{a1} и T_{a2} , используется генератор шума (на схеме ГШП). Предусмотрена возможность осуществлять подшумливание как канала T_{a1} , так и канала T_{a2} . Уровень подшумливания регулируется при помощи дистанционно управляемых аттенуаторов ФА1 или ФА2. Низкотемпературная калибровка радиометра производится при помощи шумового генератора ГШК.

В качестве пилот-сигнала в описываемом радиометре используется мощность генератора подшумливания ГШП, работающего в модуляционном режиме. На рис. 2 изображены эпюры напряжений на выходе детектора УПЧ без пилот-сигнала и с ним (a и b соответственно). На диаграмме показана интенсивность пилот-сигнала, соответствующая балансировке каналов.

Пилот-сигнал и полезный сигнал усиливаются одним и тем же приемно-усилительным трактом. Напряжение, управляющее работой переключателя интенсивности $M \langle I \rangle$, и напряжение модуляции пилот-сигнала снимаются с общего генератора $ГОН_{\Omega_2}$, но со сдвигом по фазе на 90° , что обеспечивает высокую развязку по выходу сигнального и контрольного каналов. Канал измерения поляризации (на схеме $M \langle V \rangle$) имеет отличную от первых двух каналов частоту модуляции.

Напряжения с выходов всех трех каналов поступают на быстродействующий коммутатор ПК и далее на АЦП. В нашем случае скорость коммутации сигнального и контрольного каналов составляет 3 мсек. Необходимое время интегрирования (количество отсчетов) задается при помощи программного устройства.

Так как в процессе наблюдений уровень подшумливания приходится менять (например, при наблюдениях исследуемого и опорного радиоисточников, наблюдаемых при различных зенитных расстояниях z), в конечном результате желательно получать отношение регистрируемой антенной температуры не к интенсивности ГШ подшумливания, а к интенсивности калибровочного ГШ ($T_{ГШ}$). Для получения отношения $T_a/T_{ГШ}$ при обработке информации на ЭВМ необходимо учитывать состояние нулей аналогового выхода радиометра (УПТ) и конечное значение балансировки каналов T_{a1} и T_{a2} по шумам. Поэтому в нашем случае перед вводом в ЭВМ полезной информации (регистрируемая интенсивность от радиоисточника) программным путем вводится тестовая информация (состояние нулей УПТ, привязка температуры ГШП к температуре ГШК, для получения в дальнейшем $T_a/T_{ГШ}$).

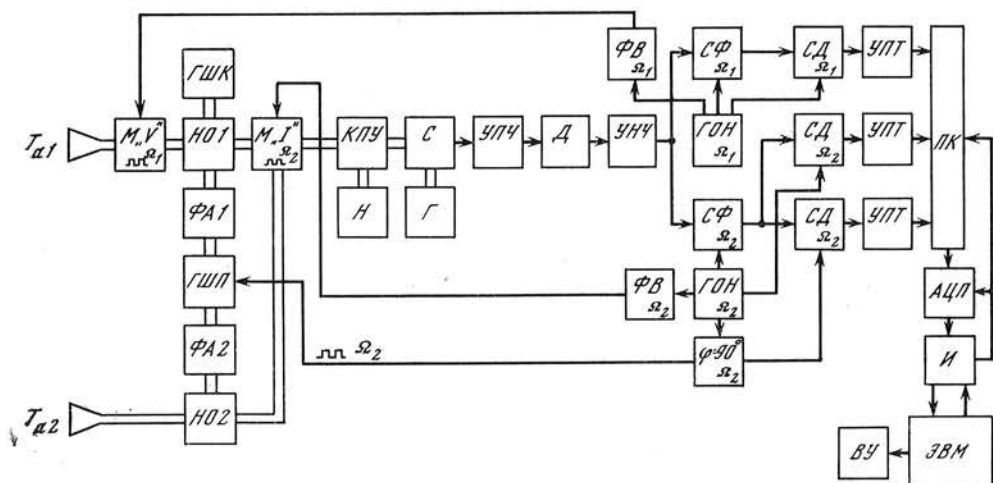


Рис. 1. Функциональная схема радиометра

ГШК — генератор калибровки, НО — направленные от ветители, КПУ — мазер, Н — генератор накачки, С — смеситель, Г — гетеродин, Д — квадратичный детектор, ФВ — фазовращатель, ВУ — выводные устройства. Остальные обозначения раскрываются в тексте

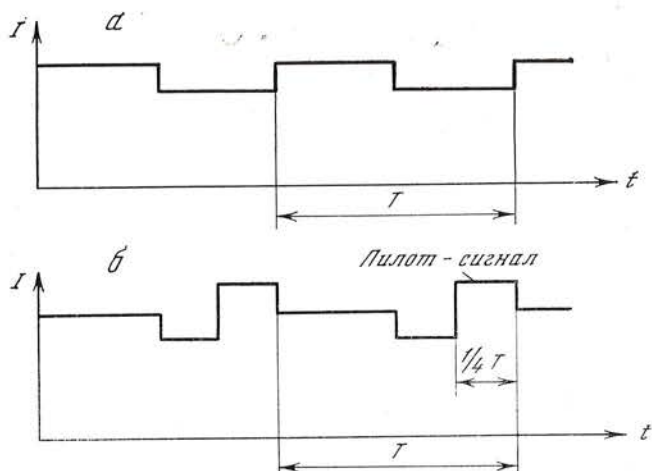


Рис. 2. Эпюры напряжений на выходе квадратичного детектора

а — каналы разбалансированы, б — каналы сбалансированы

Рассмотрим порядок ввода информации по этапам. Для простоты рассмотрение проведем для двух каналов (для большего числа каналов последовательность операций остается такой же).

1 этап. В ЭВМ вводятся напряжения $V_{i0}^{k,c}$, соответствующие состоянию нулей УПТ контрольного и сигнального каналов соответственно и производится вычисление средних арифметических значений этих напряжений:

$$\left(\sum_{i=1}^n V_{i0}^{k,c} \right) / n = \bar{V}_0^{k,c} . \quad (3)$$

Здесь и далее к и с — индексы, обозначающие контрольный и сигнальный каналы соответственно; i — номер текущего отсчета; n — заданное количество отсчетов.

2 этап. Включаются рабочие шкалы (на которых будут произведены калибровка и регистрация пилот-сигнала). При этом в контрольный канал подается пилот-сигнал. В ЭВМ поступает

$$\Delta V_{i0}^c + V_{i0}^c, \quad V_{i1}^k + V_{i0}^k . \quad (4)$$

Здесь ΔV_{i0}^c — прирост напряжения, обусловленный неточностью балансировки каналов T_{a1} и T_{a2} ; $V_{i\Pi}^K$ — напряжение, соответствующее интенсивности пилот-сигнала (в нашем случае уровень подшумливания).

В промежутках между отсчетами (4) ЭВМ выполняет операции вычитания $\bar{V}_0^{K,c}$ (3) из (4) (вычитание нулей УПТ)

$$\begin{aligned} \Delta V_{i0}^c + V_{i0}^c - \bar{V}_0^c &= \Delta V_{i0}^c, \\ \bar{V}_{i\Pi}^K + V_{i0}^K - \bar{V}_0^K &= V_{i\Pi}^K \end{aligned} \quad (5)$$

и определяется отношение напряжений в сигнальном и контрольном каналах:

$$\Delta V_{i0}^c / V_{i\Pi}^K \quad (6)$$

После накопления заданного числа отсчетов (6) производится вычисление среднего

$$\left(\sum_{i=1}^n \frac{\Delta V_{i0}^c}{V_{i\Pi}^K} \right) / n = \overline{\left(\frac{\Delta V_0^c}{V_{\Pi}^K} \right)} \quad (7)$$

3 этап. Включается калибровочный сигнал $T_{ГШ}$ (канал сигнальный), при этом состояние контрольного канала (вплоть до окончания данного цикла наблюдений) остается прежним (включен пилот-сигнал) и производится ввод следующей информации:

$$V_{iK}^c + \Delta V_{i0}^c + V_{i0}^c; \quad V_{i\Pi}^K + V_{i0}^K \quad (8)$$

Здесь V_{iK}^c — напряжение, обусловленное сигналом калибровки. ЭВМ аналогично операциям (5)–(7) второго этапа производит вычитание $\bar{V}_0^{K,c}$ и определяет отношение напряжений, соответствующих сигнальному и контрольному каналам, а также их средние значения. В результате получаем

$$\overline{\left(\frac{V_K^c + \Delta V_0^c}{V_{\Pi}^K} \right)}, \quad (9)$$

и далее вычисляется разность

$$\overline{\left(\frac{V_K^c + \Delta V_0^c}{V_{\Pi}^K} \right)} - \overline{\left(\frac{\Delta V_0^c}{V_{\Pi}^K} \right)} = \overline{\left(\frac{V_K^c}{V_{\Pi}^K} \right)}, \quad (10)$$

т. е. произведена калибровка контрольного канала. После этого ГШК выключается и можно переходить к регистрации сигнала от объекта наблюдения.

4 этап (наблюдения). Антенна наводится на исследуемый радиоисточник. При этом в ЭВМ поступает следующая информация:

$$\begin{aligned} V_{i\text{ист}}^c + \Delta V_{i0}^c + V_{i0}^c, \\ V_{i\Pi}^K + V_{i0}^K, \end{aligned} \quad (11)$$

где $V_{i\text{ист}}^c$ — текущее значение напряжения, пропорциональное антенной температуре от источника (T_{a1} или T_{a2}). Аналогично операциям (5), (7), (9) и (10) второго и третьего этапов производится вычисление среднего арифметического значения отношения интенсивностей от источника и пилот-сигнала

$$\overline{\left(V_{\text{ист}}^c / V_{\Pi}^K \right)} \quad (12)$$

и определяется среднее значение отношения антенной температуры от источника к температуре ГШК

$$\overline{\left(\frac{V_{\text{ист}}^c}{V_{\Pi}^K} \right)} / \overline{\left(\frac{V_K^c}{V_{\Pi}^K} \right)} = \overline{\left(\frac{V_{\text{ист}}^c}{V_K^c} \right)} \sim \frac{T_a}{T_{ГШ}} \quad (13)$$

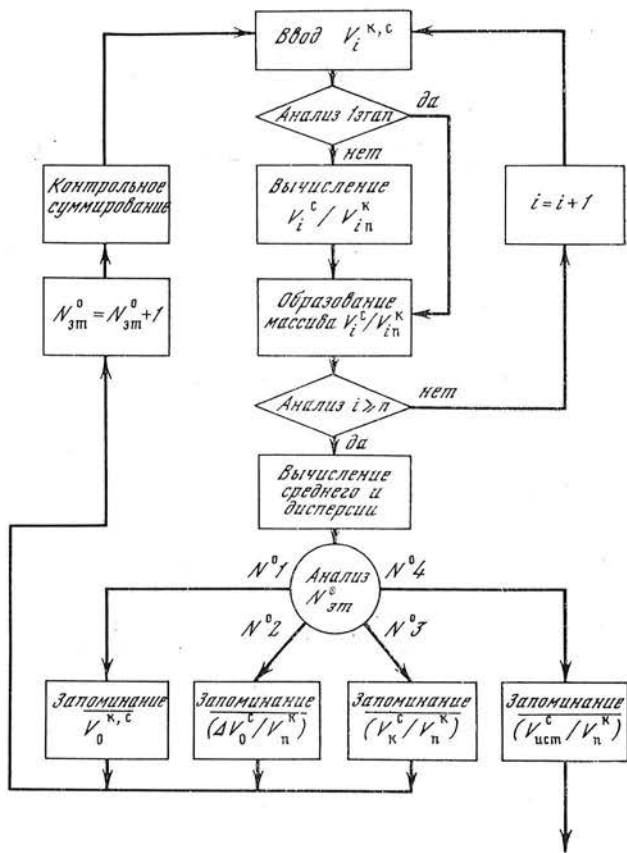


Рис. 3. Блок-схема программы

На рисунке обозначения те же, что и в тексте. $V_i^{C, K}$ — информация, вводимая в ЭВМ и соответствующая определенным этапам и каналам, $N_{эт}^0$ — номер соответствующего этапа обработки

Как легко заметить, во втором, третьем и четвертом этапах ЭВМ выполняет аналогичные операции, что позволяет составить достаточно короткую и простую программу вычислений. После вычисления каждого среднего находится среднеквадратичная ошибка его определения, а окончательная ошибка определяется по обычной методике сложения дисперсий.

Блок-схема программы, соответствующая описанным выше этапам и поясняющая последовательность операций, выполняемых ЭВМ, приведена на рис. 3.

Для контроля правильности вычислений после каждого этапа ЭВМ проходит подпрограмму контрольного суммирования. Программой предусмотрено также определение степени поляризации радиоизлучения от наблюдаемых объектов.

На рис. 4 представлен образец регистрограммы, иллюстрирующий реализацию метода. Римской цифрой *I* обозначен ввод тестовой информации; *II* — регистрация полезного сигнала при неизменном усилении радиометра ($G = \text{const}$); *III* — регистрация полезного сигнала, когда усиление искусственно менялось ($G \neq \text{const}$).

В первом случае ($G = \text{const}$) величина отношения температуры полезного сигнала к температуре ГШК была получена равной $0,9958 \pm 0,0012$, во втором ($G \neq \text{const}$) $0,9901 \pm 0,0023$ (интенсивность сигнала выбрана соответственно температуре ГШК). Даже при значительных вариациях коэффициента усиления (порядка 10 раз, как видно на рис. 4), отношения $T_a/T_{ГШ}$ отличаются не более чем на 0,7% от значений, полученных при $G = \text{const}$.

В заключение следует отметить, что этот метод полностью может быть применен не только при непосредственной связи радиометра с ЭВМ, но и при записи всей необходимой информации, снимаемой с контрольного

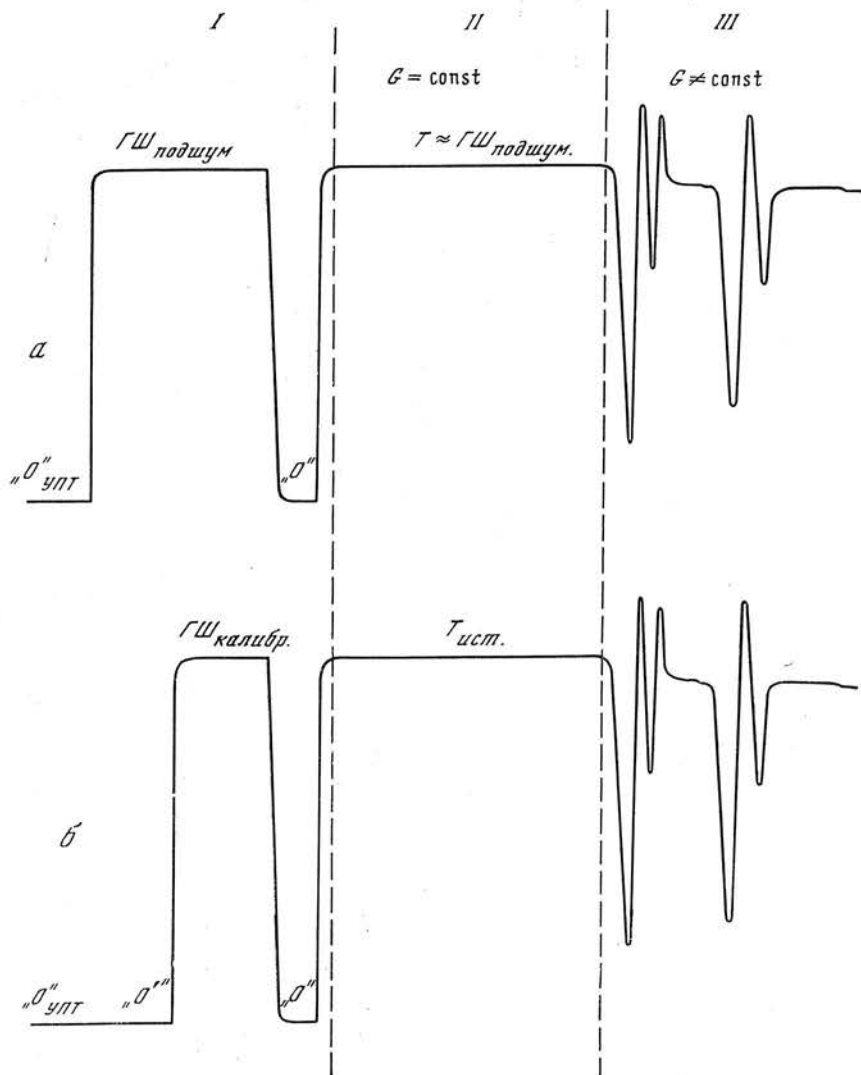


Рис. 4. Пример регистрации сигналов по двум каналам
 а — контрольному, б — сигнальному

и сигнального каналов, на соответствующие носители (перфоленту, магнитную ленту и т. д.) [10, 11], для последующей обработки на ЭВМ.

10 апреля 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ф. В. Бункин, Н. В. Карлов. ЖТФ, 1955, 25, 430, 733.
2. В. С. Аблязов, Б. Н. Шецов. Вопросы радиоэлектроники, 1964, серия 1, вып. 12.
3. Н. А. Есепкина, Д. В. Корольков, Ю. Н. Парийский. Радиотелескопы и радиометры. М., «Наука», 1973, с. 285.
4. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 53.
5. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 60.
6. А. Е. Олт, W. W. Shell. Bell System Techn. J., 1963, 42, N 5.
7. Р. Жилинскас. Измерители отношения и их применение в радиоизмерительной технике. М., «Сов. радио», 1975.
8. В. А. Котельников. В сб. «Проблемы помехоустойчивости радиосвязи». М., Госэнергоиздат, 1947.
9. С. Л. Домнин, В. А. Ефанов, Е. С. Корсенская, В. А. Корсенский, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, И. Д. Стрелка. Наст. том, с. 205.
10. В. А. Ефанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, 154.
11. М. Г. Ларионов, А. А. Капусткин, И. Г. Моисеев, Н. Я. Николаев, П. Н. Стеж-ка. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, 206.

1: Эсм солнце 1976г апрель 30 7ч45м Всемир Врем



б

а

8

Рис. 2. Карта распределения радиоактивности по диску Солнца

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКИ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ В РЕАЛЬНОМ МАСШТАБЕ ВРЕМЕНИ

С. Л. Домнин, В. А. Ефанов, Е. С. Корсенская,
В. А. Корсенский, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, И. Д. Стрелка

Описана многоканальная система автоматической регистрации и обработки данных, разработанная на основе ЭВМ «Наири-К» в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Система позволяет: производить регистрацию результатов текущих измерений на перфоленте, магнитной ленте, в графической и цифровой формах, осуществлять предварительную обработку этих результатов в реальном времени, а также управлять режимами работы радиометров.

THE SYSTEM OF RECORDING AND PROCESSING OF RADIOASTRONOMICAL DATA IN REAL TIME, by S. L. Domnin, V. A. Efanov, E. S. Korsenskaya, V. A. Korsensky, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, I. D. Strepka. — A multichannel system of automatic recording and processing of observational data on the basis of computer «Nairi-K» is described. The system records the results of observations on the perforated and magnetic tape and in graphical and digital forms, makes processing of results in real time, and operates the receiver.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР разработана и изготовлена многоканальная система регистрации и обработки данных радиоастрономических наблюдений в реальном масштабе времени. Основой системы является ЭВМ «Наири-К» [1]. Система используется на 22-м радиотелескопе обсерватории и обеспечивает:

1. Регистрацию выходных сигналов радиометров в процессе наблюдений в оперативном запоминающем устройстве (ОЗУ) ЭВМ. Регистрация может осуществляться как с привязкой данных ко времени, так и к положению диаграммы направленности телескопа в экваториальной системе координат.
2. Необходимую обработку текущих измерений, а также обработку полного массива данных и вывод результатов на внешние устройства в цифровом и графическом видах.
3. Управление режимами работы радиометров (например, калибровка).
4. Определение дополнительных данных, необходимых в процессе наблюдений или для дальнейшей обработки результатов. Для этого предусмотрена возможность ввода и регистрации текущих значений экваториальных координат (прямого восхождения α и склонения δ), горизонтальных координат (азимута A и угла места H), звездного времени S , поступающих от системы управления радиотелескопом РТ-22 [2], декретного времени T_d .

Для обеспечения наблюдений составлены следующие основные программы: 1) подготовка данных; 2) предварительная обработка информации.

По программе подготовки данных ЭВМ по запросу оператора извлекает из памяти координаты радиисточника, выбранного для наблюдений,

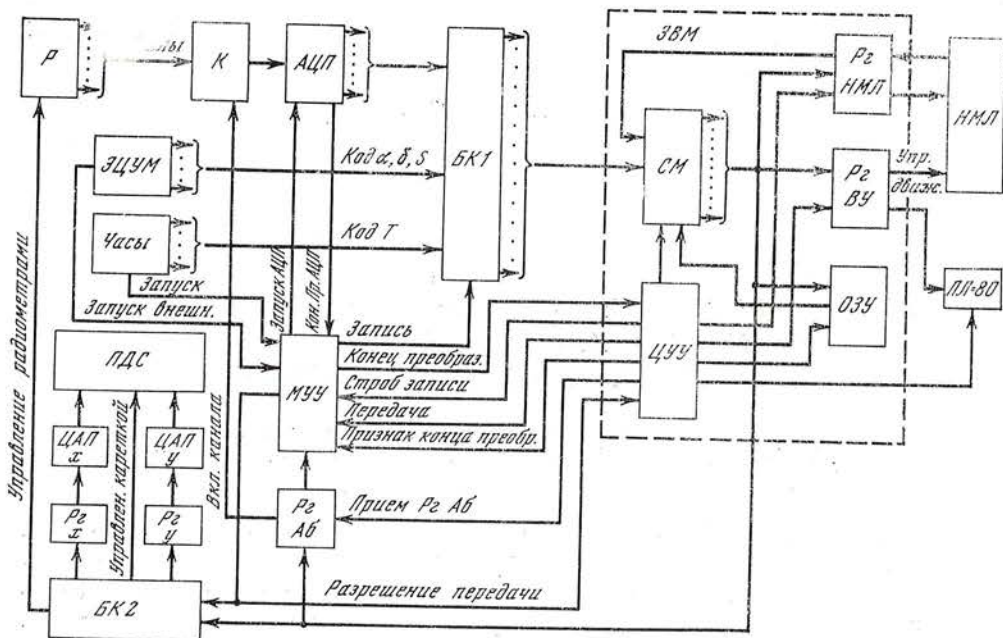


Рис. 1. Функциональная схема системы

Р — радиометры, К — коммутатор, АЦП — аналого-цифровой преобразователь, БК1 — блок ключей 1, МУУ — местное устройство управления, Р2 АБ — регистр абонента, БК2 — блок ключей 2, Р2 x, Р2 y — регистры для хранения выходных данных, ЦАП x, ЦАП y — цифро-аналоговые преобразователи, ПДС — двухкоординатный самописец, ЭЦУМ — электронная цифровая управляющая машина, СМ — сумматор, Р2 НМЛ — регистр накопителя на магнитной ленте, Р2 ВУ — регистр внешних устройств, ОЗУ — оперативное запоминающее устройство, ЦУУ — центральное устройство управления, НМЛ — накопитель на магнитной ленте, ПЛ — ленточный перфоратор

приводит их на момент наблюдений с учетом отклонения электрической оси антенны от геометрической и рефракции. По ожидаемому потоку излучения источника на волне наблюдения и заданному отношению сигнала к шуму определяет время накопления сигнала от источника.

В число программ предварительной обработки входят:

а) программа для наблюдений радиоисточников методом наведения — отведения, обеспечивающая вычисление отношения регистрируемой антенной температуры к калибровочному сигналу и дисперсию этого отношения. При необходимости может быть проведена оценка точности наведения антенны на источник методом, предложенным в [3];

б) программа «сканирования». Эта программа позволяет при наблюдениях источников методом сканирования по одной из координат (α или δ) или одновременно по обеим координатам производить суммирование сканов с учетом постоянной времени выходной цепи радиометра и скорости перемещения диаграммы направленности антенны. В результате определяются отношение антенной температуры от источника к калибровочному сигналу, координаты источника и оцениваются его размеры.

На заключительном этапе обработки производится предварительное определение значения потока наблюдаемого источника по отношению к опорному с известным значением потока.

Теперь рассмотрим работу системы, функциональная схема которой приведена на рис. 1. Ввод данных в ЭВМ и их вывод производится с помощью модернизированных машинных команд «запись» и «передача» [4]. При обращении к программе ЭВМ начинается выполнение команды «запись», заносит в регистр абонента Р2 АБ управляющее слово (заданный программой номер опрашиваемого канала) и переходит в режим «ожидание», пов-

тория непрерывно микрокоманду «признак конца преобразования». Коммутатор K подключает опрашиваемый канал ко входу аналого-цифрового преобразователя $АЦП$. При наличии разрешения (выдается наблюдателем) на поступление в систему запускающих импульсов от часов или цифровой управляющей машины $ЭЦУМ$ РТ-22 микрокоманда «признак конца преобразования» вырабатывает в местном устройстве управления $МУУ$ сигнал запуска $АЦП$. Через время $t \leq 1$ мсек от $АЦП$ в $МУУ$ поступает сигнал «конец преобразования $АЦП$ », по которому оно выдает в центральное устройство управления $ЦУУ$ ЭВМ сигнал «конец преобразования». Машина при этом продолжает выполнять прерванную микропрограмму команды «запись» и $МУУ$ по сигналу из $ЦУУ$ «строб записи» в зависимости от состояния P_2 $Аб$ выдает сигнал «запись» на определенную группу ключей блока ключей $БК1$, с которыми связаны все датчики информации (радиометры P , выходные регистры $ЭЦУМ$ и т. д.).

С блока ключей информация поступает на сумматор $СМ$ ЭВМ и далее в $ОЗУ$. После опроса заданного количества каналов и выполнения необходимых операций обработки система по сигналу из $ЦУУ$ блокируется до прихода следующего запускающего импульса, а машина вновь переходит в режим «ожидание».

В ходе выполнения команды «передача» в P_2 $Аб$ заносится номер абонента (радиометра, цифро-аналогового преобразователя $ЦАП$ и т. д.), которому предназначена выводимая информация, и ЭВМ переходит в режим «ожидание», повторяя микрокоманду «передача».

По сигналу «разрешение передачи», поступающему из $МУУ$ на блок ключей $БК2$, содержимое сумматора передается абоненту, номер которого записан в регистре P_2 $Аб$. По этому же сигналу ЭВМ продолжает прерванную микропрограмму операции «передача».

Обмен информацией с накопителем на магнитной ленте $НМЛ$ осуществляется через $СМ$ и регистр $НМЛ$ (P_2 $НМЛ$) ЭВМ. Вывод информации на перфоратор $ПЛ$ и управление движением ленты $НМЛ$ производится через регистр внешних устройств P_2 $ВУ$.

Устройство внешней памяти ЭВМ работает в старт-стопном режиме, что позволяет экономно использовать носитель информации. Емкость ленты $НМЛ$ обеспечивает хранение на ней не менее $24 \cdot 10^6$ бит.

Все устройства сопряжения ЭВМ с радиометрами и системой управления радиотелескопом выполнены на интегральных микросхемах серии К155, а коммутатор — на интегральных ключевых элементах 1КТО11Б.

Быстродействие коммутатора ($\leq 0,3$ мсек) и используемого аналого-цифрового преобразователя Ф722/3 (≤ 1 мсек) [5] определяют максимально возможную скорость программного ввода данных (300 отсчетов в секунду) в ЭВМ «Наири-К». Погрешность, вносимая коммутатором, не превышает $2 \cdot 10^{-3}$ в при пределах измерения от -10 до $+10$ в. Разрядность сетки ЭВМ (36 разрядов) и выходного кода $АЦП$ (12 разрядов) позволяют производить упаковку трех отсчетов в одну ячейку $ОЗУ$.

Использование данной системы в течение длительного времени на 22-м радиотелескопе обсерватории показало ее высокую надежность, простоту в эксплуатации и гибкость.

В качестве примера оперативной первичной обработки информации в ходе наблюдений при помощи описанной системы на рис. 2 (вклейка) приведена карта распределения радиояркости по диску Солнца 30.IV 1976 г. Для ее построения проводилось сканирование Солнца по α с дискретным шагом $\Delta\delta = 1'$. Каждое двузначное число в горизонтальном ряду представляет значение выходного сигнала радиометра в относительных единицах, определяемое через каждые $23''$. Нулевое значение выходного сигнала соответствовало примерно половинной интенсивности от Солнца. Для большей наглядности цифры, соответствующие отрицательному и положительному значениям сигнала, напечатаны различными цветами. На карте четко выделяются два локальных источника (a , b), существовав-

шие на Солнце в это время, а также области повышенной радиояркости у полюсов Солнца (ν , ε). Они выделены изофотами. На рис. 3 (вклейка) приведено более подробное изображение локального источника a . При построении этого изображения проводилось более медленное сканирование по α с шагом $\Delta\delta = 30''$ и отсчеты выходного сигнала снимались через интервалы около $7''$.

Из приведенного описания следует, что ряд задач наблюдательной радиоастрономии может быть успешно решен с помощью ЭВМ малой производительности. Тем не менее сравнительный анализ ряда ЭВМ, как указано в [6], выявил наибольшую пригодность для целей и задач радиоастрономии ЭВМ ряда АСВТ, например типа М-6000.

30 апреля 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Малая универсальная вычислительная машина «Наири-К». Техническое описание (в пяти частях), 1970.
2. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 141.
3. A. J. Shimmins, J. V. Wall. Austral. J. Phys., 1973, 26, 93.
4. Автоматизированная система контроля конструктивно-логических узлов с микросхемами. Техническое описание. Ч. 1, книга, 1, 1974.
5. Аналого-цифровой преобразователь типа Ф 722/1 ÷ 4. Техническое описание, 1970.
6. А. В. Куценко, Б. А. Полосьянц, Ю. М. Полубесова, Р. Л. Сороченко. VIII Всесоюзная конференция по радиоастрономии. Тезисы докладов. Пуцзино, 1975, с. 146.

ЗВЕЗДНЫЙ МАГНИТОГРАФ И ПОЛЯРИМЕТР НА СЧЕТЕ ФОТОНОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЦИРКУЛЯРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В УЗКИХ И ШИРОКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОЛОСАХ

А. Б. Букач, Л. В. Границкий, В. Н. Комиссаров, В. М. Кувшинов

Фотоэлектрическая регистрация циркулярной поляризации на основе метода счета фотонов реализована для звездного магнитографа [1, 2] и поляриметра [3], установленных соответственно в фокусах кудэ и Кассегрена 2,6-м рефлектора КАО. Использование прямоугольной модуляции напряжения, подаваемого на электрооптический модулятор, и дискриминация темновых шумов более чем в 2 раза улучшили отношение сигнал/шум по сравнению с методом синхронно-фазового детектирования. Точность регистрации сигнала в 1% для звезды $\sim 4-4^m,5$ достигается за время накопления сигнала $T_{\text{инт}} = 3 \text{ мин}$ в режиме измерения магнитного поля и для звезды $\sim 10^m$ за $T_{\text{инт}} \simeq 1 \text{ сек}$ в режиме измерения поляризации. Применение шагового двигателя (ШД) вместо асинхронного в системе сканирования звездного магнитографа позволяет производить сканирование спектра с любым шагом $H = n \cdot \Delta S$ (Å), где $\Delta S = 0,007 \text{ Å}$ — величина единичного шага, n — их число, задаваемое программно с блока управления ШД.

PHOTON-COUNTING MAGNETOGRAPH AND POLARIMETER FOR MEASUREMENTS OF CIRCULAR POLARIZATION IN NARROW AND WIDE SPECTRAL RANGES, by A. B. Bukach, L. V. Granytsky, V. N. Komissarov, V. M. Kuvshinov.— We describe the photon-counting system developed for the measurements of circular polarization with the use of the stellar magnetograph [1, 2] and the polarimeter [3]. A square-wave modulation of the light and a pulseheight discrimination of the dark-noise allow to increase signal-to-noise ratio by factor of two in comparison with the lock-and-amplifier method. In measurements of magnetic field of $4-4^m,5$ star we reach 1% accuracy with 3 min accumulation time, the same accuracy is reached in polarization measurements of 10^m star with one sec accumulation time. With the aid of the step-by-step motor in the stellar magnetograph scans the spectrum with steps $H = n \cdot \Delta S$ (Å), where $\Delta S = 0.007 \text{ Å}$ is the value of single step and n is the programmable integer.

В последние годы интенсивное развитие получили фотоэлектрические методы регистрации циркулярной поляризации оптического излучения в узких и широких спектральных полосах у таких объектов, как пекулярные Ар- и Ам-звезды, нормальные звезды, белые карлики, рентгеновские источники, квазары и др. [1—5]. При этом основными методами выделения электрических сигналов поляризации являются синхронно-фазовое детектирование [1—3, 5] или счет фотонов [4].

В 1969 г. в КАО были созданы звездный магнитограф [1, 2], а в 1974 г. поляриметр [3], основанные на электронно-оптической модуляции света и режиме синхронно-фазового детектирования электрических сигналов поляризации, которые успешно использовались для изучения слабых магнитных полей ряда ярких звезд и циркулярной поляризации пекулярных галактических и внегалактических источников.

Вместе с тем при решении задач электрофотометрии и, в частности, поляриметрии, когда исследуются слабые световые потоки, более выгодным является применение режима счета фотонов (см., например, [6]). Поэтому в 1974 г. была проведена модификация звездного магнитографа и поляриметра с использованием режима счета фотонов. При этом оптическая схема приборов с небольшими изменениями в основном осталась прежней, но упростилась методика наблюдений и процедура регистрации сигналов.

1. Блок-схема аппаратуры

Регистрирующие части поляриметра и магнитографа не имеют принципиального различия, поэтому была создана одна система регистрации и управления, которая подключается перед началом наблюдений либо к фотометру поляриметра, либо к спектрофотометру магнитографа. На рис. 1 приведена блок-схема всего используемого комплекса аппаратуры, который выполняет следующие функции:

1. Разделение светового потока на право- и левополяризованный при помощи электрооптического модулятора ЭОМ (кристалл DKDP) и анализатора (поляроид P). Управление кристаллом осуществляется генератором напряжения, включающим в себя усилитель мощности 4, на вход которого подается сигнал от программного блока 8 в виде меандра с частотой 1250 *гц*. Усилитель мощности выполнен по мостовой схеме на четырех радиолампах типа ГИ-3Б.

Прямоугольная модуляция светового потока позволяет на двух счетчиках регистрировать сигналы N_1 и N_2 , пропорциональные интенсивностям $I_0 + V_0$ и $I_0 - V_0$, где I_0 и V_0 — параметры Стокса падающего на ЭОМ излучения, т. е. их разность и сумма дают одновременно оба параметра Стокса исследуемого излучения I_0 и V_0 .

2. Оптимальное усиление без искажений статистически распределенных импульсов от ФЭУ, обеспечиваемое аналогичными усилителями 1—3, подробное описание которых будет проведено ниже.

3. Разделение электрических импульсов, соответствующих право- и левополяризованному свету, осуществляемое коммутатором сигнала 5, который выполнен на интегральных микросхемах 155-й серии. Регистрация этих импульсов ведется двумя частотомерами типа ЧЗ-35—6 и 7.

4. Вывод на цифropечать результатов измерений, осуществляемый с помощью транскриптора Ф-595 и цифropечатающей машинки ЭУМ-23—9.

5. Получение одинаковых отрезков времени интегрирования сигналов ($T_{\text{инт}}$) с точностью $\sim 10^{-6}$ *сек*, задаваемых кварцевым генератором 10 и триггерной схемой деления частоты, входящей в состав программного блока. Визуальный контроль получаемых отрезков времени производится при помощи частотомера ЧЗ-24—14.

6. Контроль и регистрация изменений общего светового потока, осуществляемые путем преобразования импульсной информации в аналоговую преобразователем Ф-708—12 и дальнейшей ее записи на самописец КСП-4—13. Кроме того, эта информация выводится в цифровом виде на частотомер ЧЗ-24—11.

Поскольку важной задачей в режиме счета фотонов является линейное усиление без искажений статистически распределенных импульсов от ФЭУ, особое внимание уделено исследованию импульсного усилителя, который должен обеспечить усиление импульсов с ФЭУ при скоростях счета $\sim 10^5 - 10^6$ *имп/сек*, давая при этом максимальное отношение сигнал/шум.

В фотометре поляриметра используется фотоумножитель FW-130 с фотокатодом S-20, а в спектрофотометре магнитографа ФЭУ — ЕМ1 6256 В с фотокатодом S-13. Для каждого из этих фотоумножителей были изготовлены усилители, которые, в основном не отличаясь по своим параметрам, были выполнены на различной элементной базе. Один из вариантов усилителя выполнен на транзисторах КТ 316 с дискриминатором на туннельном

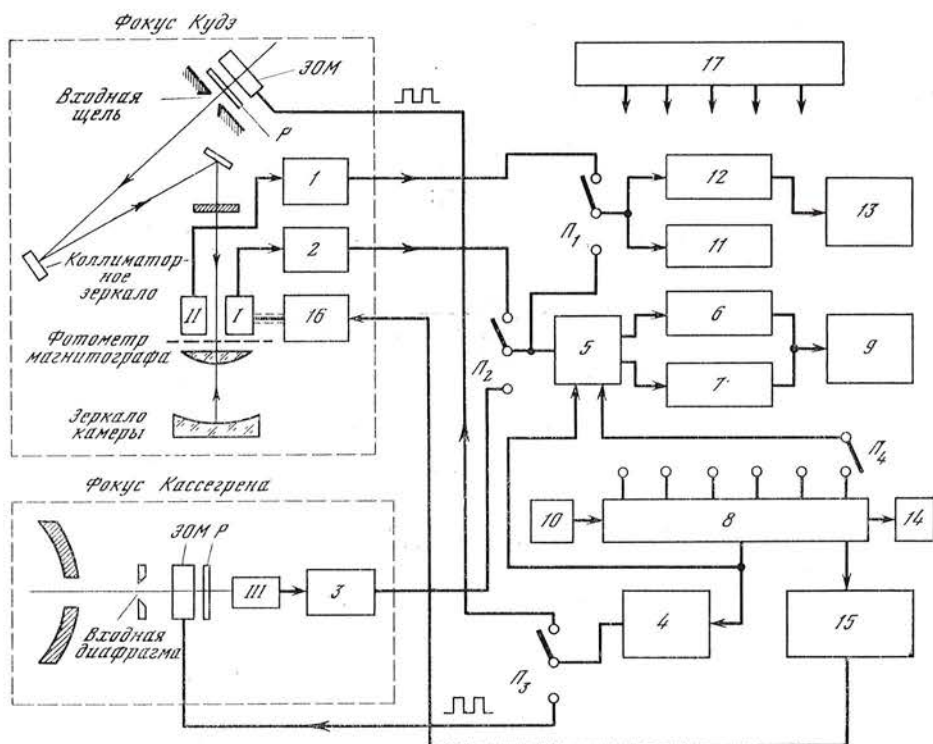


Рис. 1. Блок-схема магнитографа и поляриметра

I и II — ФЭУ первого и второго каналов фотометра магнитографа, III — ФЭУ фотометра поляриметра, 1, 2 — импульсные усилители фотометра магнитографа, 3 — импульсный усилитель фотометра поляриметра, 4 — усилитель напряжения, подаваемого на ЗОМ, 5 — коммутатор сигнала (схема сравнения электрических сигналов, поступающих с ФЭУ и опорного напряжения), 6, 7 — счетчики импульсов (частотомеры ЧЗ-35), 8 — программный блок, 9 — цифрпечатающее устройство, 10 — кварцевый генератор, 11 — счетчик канала яркости для фотометра магнитографа, 12 — цифро-аналоговый преобразователь, 13 — самописец КСП-4, 14 — частотомер ЧЗ-24, 15 — блок управления шаговым двигателем сканирующего устройства фотометра магнитографа, 16 — шаговый двигатель, 17 — блоки питания

диоде. Другой вариант выполнен на интегральных микросхемах 224-й серии с использованием дискриминатора на триггере 1ТК301. На рис. 2 приведена принципиальная схема одного из применяемых усилителей.

Поскольку длительность импульсов на выходе ФЭУ, работающего в режиме счета фотонов, зависит в основном от их амплитуды и постоянной времени цепи нагрузки [7], сопротивление нагрузки ФЭУ было выбрано равным $R_n = 500 \text{ ом}$, что дает постоянную времени $\tau_n = R_n C_n = 5 \text{ нсек}$ при емкости нагрузки $C_n = 10 \text{ пф}$. При такой постоянной времени цепи нагрузки реальные импульсы на выходе ФЭУ имеют длительность 20—50 нсек. Был создан компактный усилитель, который способен усиливать импульсы длительностью от 20 нсек и выше с разрешением в 30 нсек.

Так как разрешающее время усилителя $t_p \neq 0$, при увеличении скорости счета, как известно, возрастает просчет числа импульсов на выходе усилителя [8]. Для оценки скорости счета \dot{N}_0 , при которой относительное число просчетов будет $\Delta \dot{N} / \dot{N}_0 \leq 0,01$, воспользуемся следующей формулой [9]:

$$\dot{N}_0 = \frac{\Delta \dot{N} / \dot{N}_0}{t_p (1 - \Delta \dot{N} / \dot{N}_0)} \quad (1)$$

Подставляя в (1) $t_p = 30 \text{ нсек}$, получим $\dot{N}_0 \approx 3,3 \cdot 10^5 \text{ имп/сек}$. Например, при наблюдениях с поляриметром, установленным в кассегреновском

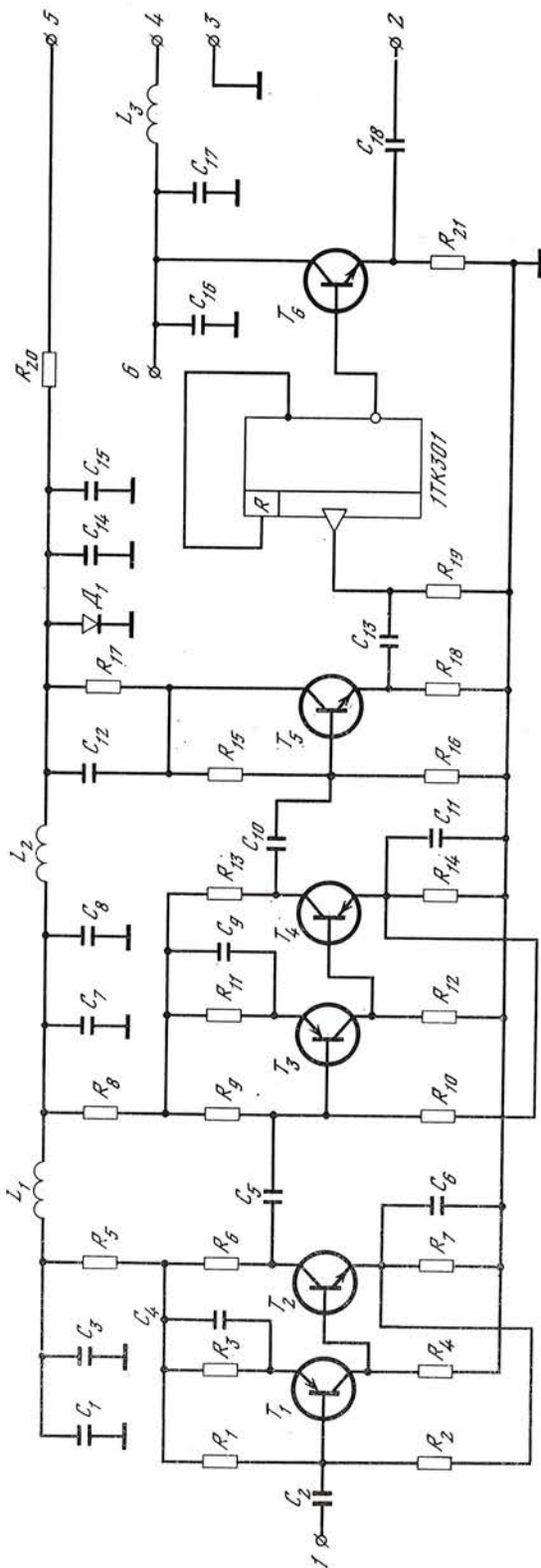


Рис. 2. Принципиальная схема одного из вариантов применяемых импульсных усилителей

T_1, T_3 — ГТ 328 А; T_2, T_4, T_5, T_6 — КТ 316 Д; D_1 — Д 810; R_{16} — ОМЛТ (20 к); R_{17} — ОМЛТ (30 о.м); R_{18} — ОМЛТ (100 о.м);
 L_1, L_2, L_3 — ДШ 0,1 (4,5 мкн); C_1, C_2, C_{13}, C_{16} — КЛС-1 (33 000 пф); R_{19} — ОМЛТ (1,3 к); L — вход, 2 — выход, 3 — земляная шина,
 C_3, C_5 — КЛС-1 (360 пф); C_4, C_6, C_{14}, C_{17} — К 53-1А (68 мкпф); R_1, R_6 — ОМЛТ (30к); R_2, R_{10} — ОМЛТ (16к); $R_3, R_4, R_5, R_7, R_{11}, R_{15}$ — ОМЛТ с ножкой питания микросхемы ТТК301
(1,4к); R_8, R_{21} — ОМЛТ (75 о.м); R_9, R_{20} — ОМЛТ (420 о.м);
4, 5 — напряжение питания — +5 в, +12,5 в; 6 — соединяется

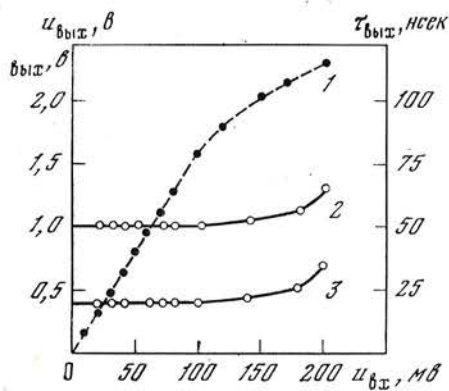


Рис. 3. Амплитудно-временные характеристики усилителя

1 — амплитудная характеристика усилителя, 2, 3 — зависимость длительности импульсов на выходе усилителя при изменении амплитуды импульсов на его входе, имеющих длительность 50 и 20 нсек соответственно

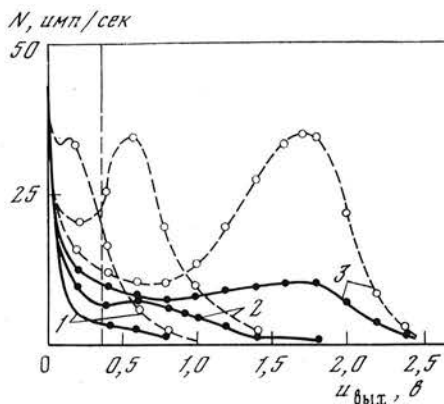


Рис. 4. Амплитудное распределение световых (штриховые линии) и темновых (сплошные) импульсов на выходе усилителя без дискриминатора при напряжении $U_{ФЭУ} = 1,1$ кВ (кривые 1); 1,3 кВ (2); 1,5 кВ (3) для ФЭУ ЕМ1 6256 В

фокусе 2,6-м рефлектора, такая скорость счета соответствует звезде с величиной $B \approx 6^m, 5$.

Как показали исследования используемых ФЭУ, амплитуда статистически распределенных импульсов на выходе ФЭУ изменяется от 1 до 100 мв в зависимости от напряжения питания $U_{ФЭУ}$ и величины нагрузки. Поэтому предусилитель должен обеспечивать линейное усиление этих сигналов с наименьшими искажениями их формы. С этой целью предусилитель выполнен из отдельных секций, включающих в себя два транзистора с междукаскадной отрицательной обратной связью. Из рис. 3, где проведена зависимость амплитуды выходного сигнала $u_{вых}$ от амплитуды входных импульсов $u_{вх}$ (кривая 1), подаваемых с генератора на усилитель, видно, что усилитель линеен вплоть до $u_{вх} = 100$ мв. При этом отклонение от линейности не превышает 0,1%. Кривые 2 и 3 на рис. 3 показывают, что длительность выходных импульсов $\tau_{вых}$ не зависит от амплитуды входных импульсов до $u_{вх} \leq 100$ мв. Таким образом, данный усилитель обеспечивает линейное и без искажений усиление реальных импульсов с амплитудой от 1 до 100 мв, возникающих на нагрузке ФЭУ.

Для выбора порога дискриминации, при котором отношение сигнал/шум максимально, необходимо знать амплитудное распределение импульсов на выходе ФЭУ при различных напряжениях питания $U_{ФЭУ}$. Для снятия этих характеристик использовался описанный выше линейный усилитель и 100-канальный амплитудный анализатор импульсов AFC-100 Т. На рис. 4 показано амплитудное распределение темновых и световых импульсов при разных напряжениях питания ФЭУ.

Как видно из рисунка, при $U_{ФЭУ} \leq 1,1$ кВ распределение амплитуд импульсов темнового тока не имеет четкого максимума. Это объясняется тем [7], что в результате недостаточной фокусировки электронного пучка при этих значениях $U_{ФЭУ}$ преобладают импульсы, обусловленные автоэлектронной эмиссией диодной системы. С повышением напряжения питания ФЭУ от 1,1 до 1,5 кВ в распределении появляется максимум, обусловленный электронами с фотокатода. При $U_{ФЭУ} \geq 1,5$ кВ амплитуда и число темновых импульсов с фотокатода увеличиваются, так как возрастает общий коэффициент усиления диодной системы. Однако при таких напряжениях питания исследуемый ФЭУ работает на нестабильном участке, где сказывается оптическая обратная связь [10]. Характер распределения свето-

вых импульсов (см. рис. 4) в основном не отличается от распределения темновых импульсов.

На основании сказанного уровень дискриминации был выбран так, чтобы все импульсы, обусловленные автоэлектронной эмиссией, токами утечки, шумами усилителя, не проходили на выход усилителя. Для данного ФЭУ этот уровень обозначен вертикальной штриховой линией и соответствует амплитуде в 2,2 мВ на выходе ФЭУ (или 0,35 в на выходе усилителя) при напряжении питания $U_{\text{ФЭУ}} = 1,3$ кВ, что обеспечивает максимальное отношение сигнал/шум для исследуемого ФЭУ. Необходимо заметить, что выбор порога дискриминации должен производиться для каждого конкретного ФЭУ с предварительным снятием счетной характеристики для выявления плато.

При разработке усилителя было уделено большое внимание мерам по защите его от внешних наводок. С этой целью усилитель, расположенный в стакане ФЭУ, помещен в специальный экран. Кроме того, конструкция усилителя такова, что входные каскады хорошо заэкранированы от последующих и каждый каскад усиления заблокирован по питанию LC-фильтрами. Для питания ФЭУ выбрана схема с заземленным фотокатодом [10]. Таким образом, реализация необходимых требований к импульсным усилителям позволила создать фотометры, отвечающие требованиям, предъявляемым к поляризационным измерениям в узких и широких спектральных полосах.

2. Звездный магнитограф

Звездный магнитограф, оптическая схема которого осталась без изменений (см. рис. 1), работает по тому же принципу, как было описано в [1, 2], т. е. запись сигнала $\delta i_{\parallel} \sim V_0$ осуществляется путем дискретного сканирования контура линии и участков непрерывного спектра вблизи линии с накоплением сигнала до необходимой точности в каждом положении, где δi_{\parallel} — сигнал продольного поля.

Выбор входной щели спектрографа, выходной щели фотометра и шага сканирования определяется из тех же соображений, что и ранее: наилучшее соотношение сигнал/шум при минимальной потере разрешающей способности. В общем случае эти условия зависят от исследуемого объекта и конкретно поставленной задачи.

Калибровка величины ($\delta i_{\parallel} \sim (\partial r_{\lambda} / \partial \lambda) \cdot \Delta \lambda_{\text{н}}$) и знака поля проводится на основе соотношений, полученных Северным с соавторами [2]. Здесь $2\Delta \lambda_{\text{н}}$ — величина зеemanовского расщепления σ -компонент.

Проблема учета инструментальной поляризации при наблюдениях в системе кудэ, где имеется одно наклонное отражение от плоского зеркала, рассматривалась в [2, 11], и мы не будем останавливаться на ней.

Одновременное получение двух параметров Стокса исследуемого излучения $V_0(\lambda)$ и $I_0(\lambda)$ существенно упрощает процесс наблюдений (отпадает необходимость отдельной записи калибровочного сигнала) и повышает точность измерений поляризации, так как редукция за изменение интенсивности $I_0(\lambda) = N_1 + N_2$ (N_1, N_2 — количество импульсов, соответствующих взаимно ортогональному поляризованному по кругу свету) внутри контура линии производится автоматически. Наличие же второго неподвижного фотометра (см. рис. 1), на который попадает участок спектра шириной $\Delta \lambda \approx 20 \text{ \AA}$, что дает сигнал $N_3 \sim I_{\Delta \lambda}$, позволяет учитывать флуктуации $\Delta I_0(\lambda)$, связанные с изменением прозрачности и атмосферной экстинкцией. Таким образом, одновременно с распределением V -параметра внутри контура линии регистрируется сам контур линии.

Кроме того, выведение насадки (ЭОМ + P) из светового пучка превращает сканер магнитографа в сканер обычного спектрофотометра, а применение шагового двигателя с переменным шагом сканирования (см. ниже) дает возможность отдельно регистрировать с заданными разрешающей способностью и точностью контуры линий.

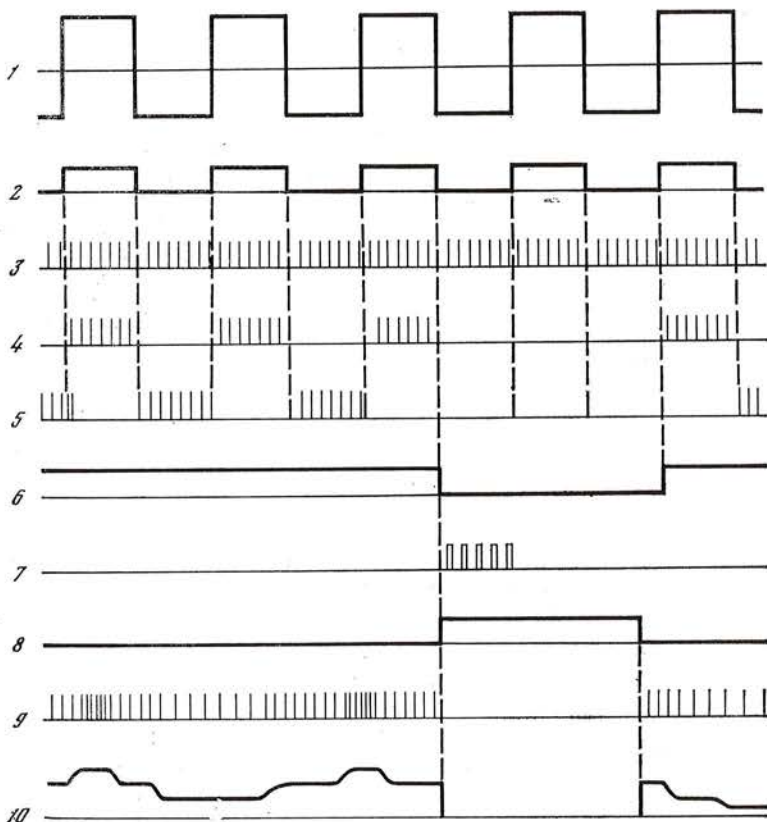


Рис. 5. Временная диаграмма работы магнитографа в режиме регистрации магнитного поля

1 — прямоугольные импульсы напряжения, подаваемые на ЭОМ, 2 — опорный сигнал, подаваемый на схему сравнения, 3 — импульсы с ФЭУ, соответствующие промодулированному световому потоку, 4, 5 — импульсы, поступающие на вход соответствующих счетчиков, 6 — диаграмма времени экспозиции, 7 — управляющие импульсы, поступающие на шаговый двигатель для перемещения фотометра, 8 — временная диаграмма вывода данных на ЦПУ, 9 — электрические импульсы с ФЭУ канала яркости; 10 — напряжение, пропорциональное скорости счета импульсов канала яркости регистрируемое самописцем

Рассмотрим работу регистрирующей части аппаратуры и сканирующего устройства в режиме записи V -параметра в контуре линии. Это удобно сделать с помощью временной диаграммы, приведенной на рис. 5. Рис. 5,1 показывает модулированное напряжение, подаваемое на ЭОМ с частотой $f = 1250$ гц. Импульсы с ФЭУ (рис. 5,3), соответствующие промодулированному световому потоку, поступают на коммутатор сигнала 5 (см. рис. 1), где в соответствии с прямоугольными импульсами опорного напряжения (рис. 5,2) разделяются по каналам (рис. 5,4 и 5,5). После окончания времени интегрирования (рис. 5,6) программным блоком выдается сигнал, разрешающий прохождение управляющих импульсов (рис. 5,7) на шаговый двигатель, перемещающий фотометр, и на включение цифрочатающего устройства (ЦПУ) (рис. 5,8). По окончании печати результатов (рис. 5,8) ЦПУ формирует сигнал на разрешение автоматического запуска следующей экспозиции. Этот процесс повторяется автоматически на протяжении всего заданного участка сканирования.

Сканирование осуществляется механизмом дискретного перемещения с применением шагового двигателя ШД-4 с шагом $h = 1^{\circ},5 \pm \Delta h$, где Δh — ошибка одного шага, равная в худшем случае, согласно экспериментальным данным, $\pm 0^{\circ},5$. Это позволило уменьшить единичный шаг сканирования приблизительно в 29 раз по сравнению с шагом ранее применявшейся

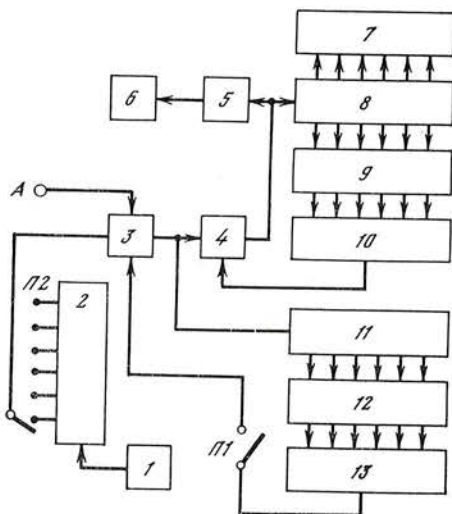


Рис. 6. Блок управления шаговым двигателем

1 — кварцевый генератор, 2 — делитель, 3, 4 — схема совпадений, 5 — электронный коммутатор, 6 — шаговый двигатель, 7 — индикаторы координат положения каретки, 8 — реверсивный счетчик, 9 — схема ввода координат начальной и конечной реперных точек, 10, 13 — дешифраторы, 11 — счетчик единичных шагов, 12 — схема ввода числа шагов в интервале сканирования, А — вход схемы совпадений

системы [2] и производить сканирование с большим шагом (интервалом сканирования), состоящим из n единичных шагов.

Ошибка фиксации ротора двигателя в этом случае будет составлять $\pm 0,5/\sqrt{n}$, что ведет к повышению точности сканирования. При решении практических задач n выбирается приблизительно равным 20, следовательно, окончательная точность фиксации ротора ШД-4 будет около $\pm 0,1$.

Для обеспечения микроперемещений каретки фотометра использован стандартный микровинт с шагом $H = 1$ мм, что при повороте ротора двигателя на один шаг дает передвижение каретки на величину $\Delta S = H \cdot h/360^\circ \approx 4,2$ мкм. При дисперсии $1,6 \text{ \AA}/\text{мм}$ в III порядке первой камеры спектрографа куда это соответствует величине $\Delta S = 0,007 \text{ \AA}$. Точность фиксации каретки фотометра при перемещении на один шаг, определяемая в общем случае точностью фиксации ротора двигателя и величиной люфтов, составляет для описываемого прибора $\sim \pm 1,7$ мкм или, с учетом дисперсии, $\sim \pm 0,003 \text{ \AA}$, и она не зависит от числа шагов. Однако точность определения величины интервала сканирования возрастает с увеличением числа шагов. Например, при числе единичных шагов $n = 20$ она будет составлять около $\pm 0,001 \text{ \AA}$.

Как было отмечено выше, сканирование осуществляется с интервалом, состоящим из n единичных шагов. С этой целью была разработана схема управления ШД, которая позволяет устанавливать интервал сканирования, состоящий из n единичных шагов. Число шагов n изменяется от 1 до 256 и задается программно.

Сканирующее устройство перемещает фотометр магнитографа в фокальной плоскости камеры на расстояние 100 мм, или 160 \AA , ограниченное с двух сторон концевыми выключателями. Так как точность срабатывания концевого выключателя составляет в лучшем случае 20—30 мкм, они не могут быть использованы в качестве реперных точек. Поэтому в блоке управления ШД предусмотрено формирование электронных начальной и конечной реперных точек, причем с возможностью программной установки этих точек в любом месте исследуемого участка спектра. Для перемещения фотометра от одного концевого выключателя до другого требуется 23 850 единичных шагов. В соответствии с этим схема ввода координат устроена таким образом, что можно задать 23 850 значений начальной реперной точки и столько же значений конечной. Схема управления шаговым двигателем состоит из следующих основных узлов (рис. 6): 1) узел формирования интервала сканирования (3, 11—13), 2) узел формирования реперных точек (4, 7—10) и 3) схема, обеспечивающая переменную скорость сканирования (2, 3).

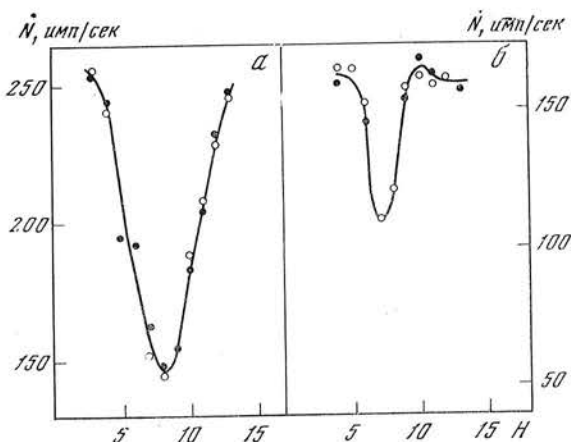


Рис. 7. Запись контуров линий $\lambda 4233,17 \text{ \AA}$ Fe II для звезды ζ Lyr A, $\sigma_N = \pm 1,0 \div \pm 1,6\%$ (а) и $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$ Sr I для звезды 15 Vul (б), $\sigma_N = \pm 1,4 \div \pm 1,7\%$

Время накопления сигнала в каждой точке равно 30 сек

Число единичных шагов в интервале сканирования задается при помощи соответствующего счетчика шагов — 11 и схемы их ввода 12. Как только шаговый двигатель обрабатывает заданное число единичных шагов, при помощи дешифратора 13 вырабатывается сигнал, запрещающий прохождение управляющих импульсов через схему совпадений 3 (П1 замкнут). Включение ШД для обработки следующего интервала сканирования происходит по команде программного блока, поступающей на вход А (рис. 6).

Теперь рассмотрим, каким образом производится сканирование избранного участка спектра. Импульсы, прошедшие через схему совпадений 4, обрабатываются шаговым двигателем 6 и одновременно считаются реверсивным счетчиком 8. Как только каретка фотометра приходит в заданную реперную точку, дешифратор 10 выдает сигнал, запрещающий прохождение управляющих импульсов через схему совпадений 4. Таким образом, щель фотометра может быть установлена в заданной реперной точке с точностью $\pm 0,003 \text{ \AA}$. Эта схема управления ШД позволяет автоматически многократно сканировать заданный участок спектра.

Помимо сканирования с заданным интервалом — шагом сканирования, состоящим из n единичных шагов, в данной системе предусмотрена возможность сканирования с единичным шагом, но с переменной скоростью, которая определяется частотой подаваемых на ШД управляющих импульсов (П1 разомкнут). Частота поступления этих импульсов, или скорость сканирования, задается при помощи переключателя П2 и делителя 2 (см. рис. 6). В этом режиме скорость перемещения фотометра может изменяться от $1,67 \text{ мм/сек}$ и до нулевой.

В заключение этого параграфа приведем некоторые примеры наблюдений со сканером. На рис. 7, а и б приведены записи контуров линий $\lambda 4233,17 \text{ \AA}$ для звезды ζ Lyr A ($m_V = 4,29$) и $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$ для звезды 15 Vul ($m_V = 4,74$) в режиме обычного спектрофотометрирования. Ширина входной щели спектрографа $\Delta S = 0,6 \text{ мм}$, а выходной щели фотометра $\Delta S_0 = 0,2 \text{ мм}$, что соответствует обычно применяемым при записи магнитных полей звезд [2]. Время интегрирования сигнала в каждом положении сканера составляет $T_{\text{инт}} = 30^{\text{с}}$. Как видно из этих рисунков, скорость счета в области непрерывного спектра достигает 255 имп/сек для ζ Lyr A и 165 имп/сек для 15 Vul, что за время накопления сигнала $T_{\text{инт}} = 30^{\text{с}}$ обеспечивает регистрацию спектра с точностью $\sigma = \pm 1,0\% - \pm 1,7\%$.

В режиме записи V-параметра, когда в пучок вводится насадка (ЭОМ + P), ослабляющая свет приблизительно в 6 раз, указанная точность для этих звезд достигается за время интегрирования $T_{\text{инт}} \approx 3^{\text{м}}$.

Для такой звезды, как γ Cyg ($m_V = 2,32$), $\sigma = \pm 1,0\%$ в области непрерывного спектра при регистрации магнитных полей достигается за время $T_{\text{инт}} \approx 40^{\text{с}}$, а в режиме обычного спектрофотометрирования контура линии — за $T_{\text{инт}} \approx 6 \div 7^{\text{с}}$.

Таким образом, созданная аппаратура позволяет регистрировать контуры спектральных линий и измерять магнитные поля звезд, обеспечивая достаточное временное и спектральное разрешение.

3. Поляриметр

Оптическая схема поляриметра (рис. 8), устанавливаемого в кассегренновском фокусе 2,6-м рефлектора КАО, осталась прежней [3]. Методика измерения циркулярной поляризации в широких спектральных полосах ($B - \lambda\lambda 3850-4450 \text{ \AA}$ и $V - \lambda\lambda 5100-5650 \text{ \AA}$) сходна с той, что применяется при обычной электрофотометрии, т. е. наблюдения ведутся по схеме фон — звезда сравнения — звезда — звезда сравнения — фон и т. д., и подробно описана в [3]. Работа аппаратуры, блок-схема которой приведена на рис. 1, в режиме регистрации круговой поляризации (переключатели $П1, П2, П3$ в нижнем положении) в основном осталась прежней. Так же как и для звездного магнитографа, здесь используется принцип

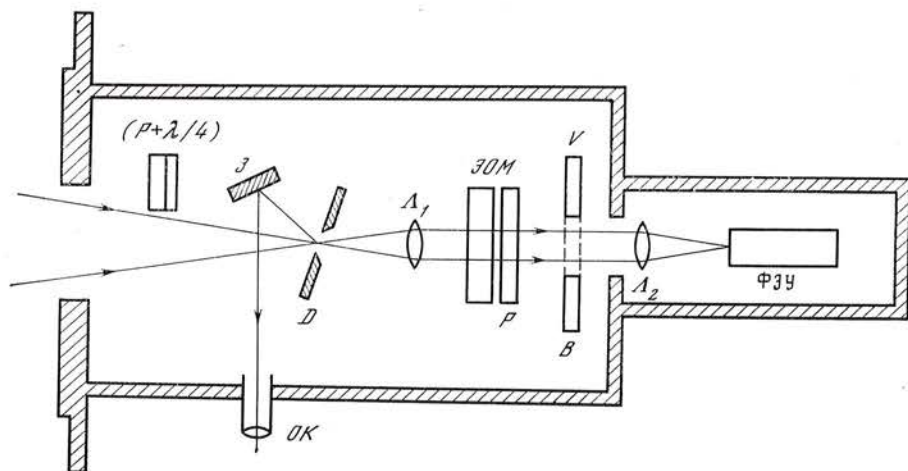


Рис. 8. Оптическая схема поляриметра

модуляции светового потока и разделения соответствующих электрических сигналов поляризации по каналам.

Как следует из п. 1, знак параметра V_0 определяется разностью сигналов N_1 и N_2 на соответствующих счетчиках. Его калибровка производится путем наблюдения звезд с известной поляризацией или записью сигнала от источника 100%-ной циркулярной поляризации (насадка $(P + \lambda/4)$).

Влияние инструментальных эффектов, связанных с измерениями поляризации в широких спектральных полосах и инструментальной поляризацией, возникающей на зеркалах телескопов и оптических элементах поляриметра, расположенных перед модулятором, рассмотрено в [3,12]. Поэтому мы не будем специально на них останавливаться и отметим лишь, что величина измеренной средней за ночь поляризации звезды сравнения $\langle p_c \rangle$ принимается за нуль-пункт в наших измерениях, так что поляризация объекта есть $p_m - \langle p_c \rangle$, где p_m — собственная поляризация объекта.

Регистрация звезды сравнения наряду с исследуемым объектом позволяет также попутно оценивать его блеск.

Выведение из светового пучка насадки (ЭОМ + P) превращает поляриметр в обычный электрофотометр, что повышает эффективность использования прибора.

Теперь кратко остановимся на сравнении этой аппаратуры с ранее использовавшейся, на ее возможностях при исследовании объектов, имеющих различный блеск, и приведем результаты наблюдений. Как было отмечено выше, при измерении слабых световых потоков более эффективным

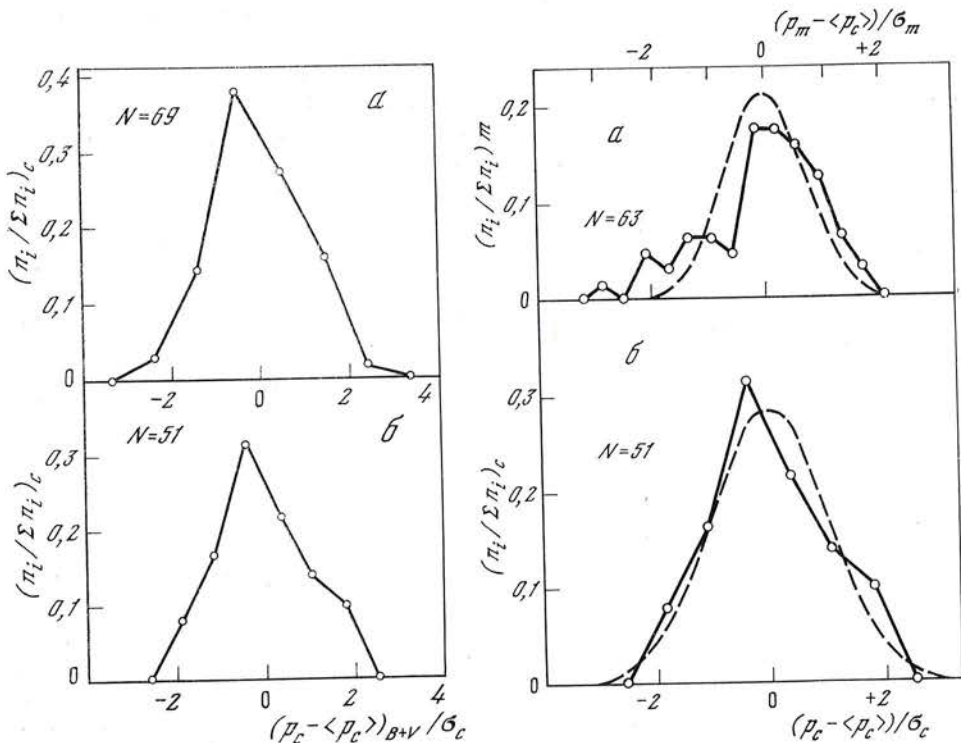


Рис. 9. Гистограмма распределения измерений поляризации $(p_c - \langle p_c \rangle)$ для звезды BD $-15^\circ 4303$ по наблюдениям 1972—1974 гг. (а, синхронно-фазовое детектирование) и 1975 г. (б, счет фотонов)

Рис. 10. Гистограмма распределений измерений поляризации рентгеновского источника Sco X-1 (а) и звезды сравнения BD $-15^\circ 4303$ (б)

Сплошные кривые — эмпирические распределения, штриховые — теоретические нормальные распределения, вычисленные с параметрами эмпирических распределений $\sigma_m = \pm 0,39\%$, $\sigma_c = \pm 0,21\%$

является метод счета фотонов. Оценим тот выигрыш в чувствительности, который был получен как за счет применения метода, так и за счет прямоугольной модуляции светового потока. Это можно сделать путем сравнения средних дисперсий сигналов поляризации, полученных обоими методами при одинаковом времени накопления сигнала. Например, на рис. 9 представлены гистограммы распределений поляризации звезды BD $-15^\circ 4303$ ($V = 11^m, 4$) по наблюдениям 1972—1974 гг., выполненным с поляриметром в режиме синхронно-фазового детектирования, и 1975 г., когда использовался счет фотонов. Дисперсии этих распределений равны $D_a = 0,100$ и $D_b = 0,043$, а соответствующие $\sigma_a = \pm 0,32\%$ и $\sigma_b = \pm 0,21\%$, т. е. отношение дисперсий, обратно пропорциональное количеству зарегистрированных фотоэлектронов, будет равно 2,35. С учетом поправки за разное количество измерений поляризации $N_a = 69$ и $N_b = 51$ и неодинаковое время накопления сигнала $T_a = 5$ мин и $T_b = 4$ мин это отношение будет около 4, т. е. отношение сигнал/шум улучшилось в 2 раза.

В режиме измерения циркулярной поляризации звезда BD $+34^\circ 3816$ ($V = 9^m, 98$) дает скорость счета $\dot{N} = \dot{N}_1 + \dot{N}_2 = 1,3 \cdot 10^4$ ипм/сек в фильтре В, т. е. за одну секунду обеспечивается статистическая точность $\sigma = 1/\sqrt{\dot{N}} = \pm 0,9\%$. Как было показано в п. 2, при величине просчета $\Delta \dot{N} / \dot{N}_0 = 0,01$ допустимая скорость счета \dot{N}_0 составляет $3,3 \cdot 10^5$ ипм/сек. Следовательно, в режиме измерения поляризации без существенной потери

разрешающей способности аппаратуры мы можем исследовать звезды $\geq 6^m,5$ в фильтре B .

Звезда 15^m дает скорость счета $\dot{N} \approx 130$ *имп/сек*, откуда следует, что для достижения статистической точности в $\pm 1\%$ необходимое время интегрирования $T_{\text{инт}} \approx 80^s$. Нижняя граница блеска исследуемых объектов определяется фоном неба при данной диафрагме и уровнем темновых шумов. В описываемом поляриметре скорость счета для темнового тока $\dot{N}_{\text{т.т}} \leq 1$ *имп/сек*, что много меньше $\dot{N}_{\text{ф.н}} \approx 20$ *имп/сек* от фона неба при диафрагме $D = 7^s,5$. Следовательно, при скорости счета от объекта, сравнимой с фоном, теоретически можно наблюдать звезды $\sim 17^m$.

В режиме обычной электрофотометрии, когда насадка ($\text{ЭОМ} + P$) выводится из пучка, верхняя граница блеска исследуемых объектов равна $\sim 8^m,5$.

С поляриметром в режиме счета фотонов исследуются, как и ранее, циркулярная поляризация рентгеновских источников, квазаров, ядер сейфертовских галактик и др. В качестве примера наблюдений с поляриметром здесь приведены результаты измерений циркулярной поляризации рентгеновского источника Sco X-1 = V 818 Sco. На рис. 10 показаны гистограммы распределений циркулярной поляризации самого источника ($p_m - \langle p_c \rangle$) и звезды сравнения BD $-15^\circ 4303$ ($p_c - \langle p_c \rangle$) в фильтрах B и V . Статистический анализ этих распределений (сравнение распределений на основе критерия χ^2) и их дисперсий на основе критерия Фишера показывает, что Sco X-1 обладает собственной переменной циркулярной поляризацией [13]. Это согласуется с результатами, полученными ранее с поляриметром, работающим в режиме синхронно-фазового детектирования [3].

В заключение авторы выражают благодарность А. Б. Северному за содействие в создании описанных выше приборов и ценные замечания при обсуждении данной работы.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. B. Severny. *Astrophys. J. Lett.*, 1970, 159, L73.
2. А. Б. Северный, В. М. Кувшинов, Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 3.
3. A. B. Severny, V. M. Kuvshinov. *Astrophys. J. Lett.*, 1975, 200, L13.
4. J. R. P. Angel, J. D. Landstreet. *Astrophys. J. Lett.*, 1970, 160, L147.
5. J. C. Kemp, R. D. Wolstencroft, J. B. Swedlund. *Astrophys. J.*, 1972, 177, 177.
6. У. А. Баум. В сб. «Методы астрономии». Под ред. Хилтнера. М., «Мир», 1967, с. 9.
7. В. В. Матвеев, А. Д. Соколов. Фотоумножители в сцинтилляционных счетчиках. М., Госатомиздат, 1962, с. 31.
8. В. И. Калашиников, М. С. Козадаев. Детекторы элементарных частиц. М., «Наука», 1966, с. 359.
9. А. М. Бонч-Бруевич. Радиоэлектроника в экспериментальной физике. М., «Наука», 1966, с. 667.
10. И. И. Анисимова, Б. М. Глуховской. Фотоэлектронные умножители. М., «Сов. радио», 1974, с. 38.
11. В. М. Кувшинов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, 52.
12. В. М. Кувшинов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1975, 56.
13. В. М. Кувшинов. Письма в АЖ, 1976, 2.

**ЧЕРЕНКОВСКИЙ ИСТОЧНИК
КАК ВОЗМОЖНЫЙ СТАНДАРТ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ВАКУУМНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА**

В. К. Прокофьев

Проведен расчет распределения излучения в области спектра от 1200 до 4000 Å для черенковского источника при облучении пластинки из фтористого магния β -электронами от смеси изотопов $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ (табл. 2, 3, рис. 2). Дана интерполяционная формула Гартмана (3) для расчета показателя преломления n_0 фтористого магния в интервале длин волн 5460—1200 Å (рис. 1, табл. 1).

CERENKOV SOURCE AS A POSSIBLE STANDARD OF RADIATION IN THE VACUUM ULTRAVIOLET REGION, by V. K. Prokof'ev — The emission (N_λ phot/s.Å. β^-) in spectral region 1200—4000 Å of the Cerenkov source with the plate of MgF_2 and $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ was calculated (Table 2,3; Fig. 2). The interpolation Hartmann's formula (3) for the index of refraction of MgF_2 in region 5460—1200 Å was given (Table 1, Fig. 1).

В связи с развитием внеатмосферных исследований коротковолнового ультрафиолетового излучения небесных объектов возникла серьезная проблема энергетической калибровки используемых приборов и телескопов. Для калибровки приборов наземной астрономии мы можем исходить из первичного стандарта, каким является классическое черное тело. В области коротковолнового ультрафиолетового спектра его излучение чрезвычайно слабо. Поэтому непрерывно идут поиски методов проведения достаточно удовлетворительной калибровки и соответствующих эталонов излучения для этой области спектра.

Среди различных источников излучения, применяемых для такой лабораторной калибровки, отметим каскадный дуговой разряд, стабилизированный стенками, горящий в аргоне при нормальном атмосферном давлении [1], температура оптически плотной аргоновой плазмы достигает 12 000° К. Излучение проходит через монохроматор в испытательную камеру, где поддерживается разрежение до 10^{-5} мм рт. ст. На этой установке была проведена калибровка ракетного спектрометра для регистрации ультрафиолетового излучения звезд [2].

Следует отметить также вариант стабилизированного дугового разряда в водороде [3]; отметим, что точность калибровки при помощи такого разряда может достигать 10% у 2000 Å и 12% у 1000 Å.

Излучение электронов, двигающихся по круговым орбитам в синхротронах, используется в качестве стандарта в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ); это излучение легко поддается расчету и стабилизации [4]. В частности, по синхротронному излучению были калиброваны телескопы «Орион» [5] до их постановки на орбитальные станции.

Для проведения относительной калибровки по спектру применяются газоразрядные источники с проточным газом, чаще водородом [6—8]. Краткий обзор методов лабораторной калибровки в области 10—4000 Å дан в [9].

Что же касается калибровки приборов и всего телескопа в целом во время полета на борту ИСЗ, то здесь еще нет достаточно полного решения.

Применение различного типа стабильных газоразрядных источников, например миниатюрных лампочек, как это делалось на ОАО-2 [10] в системе приборов Celestee, вряд ли решает проблему; различной природы налеты, появляющиеся на оптических поверхностях приборов и искажающие их калибровку, могут изменить прозрачность окон таких лампочек.

Для калибровки небулярного и звездных фотометров Висконсинского университета, установленных на ОАО-2, был использован черенковский излучатель на основе изотопа $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ с кварцевой пластинкой [11]. В ракетном эксперименте «Janus» Марсельской лаборатории космической астрономии также был применен подобный черенковский излучатель [12]. Следует отметить, что такие излучатели применяются также и в приборах наземной астрономии для калибровки спектрофотометрических измерений [13].

Исходя из изложенного, представляется интересным произвести соответствующие расчеты и определить особые требования для использования черенковского излучателя в качестве лабораторного стандарта в области ВУФ при калибровке приборов, предназначенных для внеатмосферных исследований.

1. Общие положения

По-видимому, наиболее целесообразным является применение активного препарата из естественной смеси изотопов Sr^{90} и Y^{90} . Эти изотопы обладают следующими характеристиками [14]:

$$\text{Sr}^{90} \rightarrow \text{Y}^{90} + \beta^- + \nu, E_{\max} = 0,54 \text{ Мэв}, \tau = 25 \text{ лет},$$

$$\text{Y}^{90} \rightarrow \text{Zr}^{90} + \beta^- + \nu, E_{\max} = 2,25 \text{ Мэв}, \tau = 64 \text{ ч}.$$

Большая длительность полураспада Sr^{90} гарантирует хорошую стабильность черенковского излучения, а большая максимальная энергия β -частиц изотопа Y^{90} позволяет получить достаточную интенсивность излучения.

Теория черенковского излучения дает, что каждая β -частица на 1 см пути в веществе с показателем преломления n_λ производит в 1 сек в спектральном интервале 1 Å следующее количество фотонов:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\lambda^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \text{ фот/см} \cdot \text{сек} \cdot \text{Å} \cdot \beta^-, \quad (1)$$

здесь $\alpha = 1/137$.

Скорость β -частицы определяется ее кинетической энергией E_c :

$$E_c = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right),$$

где $m_0 c^2$ — энергия покоя электрона, равная 0,511 Мэв. Для перехода к реальным β -частицам принятой нами смеси изотопов надо учесть распределение β -частиц по энергии (спектр β -частиц), точнее, вероятность K_E появления частицы с заданной энергией в интервале E_c и $E_c + dE_c$. Обозначим через W полную энергию частицы, выраженную в величине энергии покоя

$$W = \frac{E_c}{m_0 c^2} + 1.$$

Вероятность появления частицы с заданной энергией в интервале W и $W + dW$ дается формулой [14]

$$K_E = N(W) \int_{W_{\min}}^{W_{\max}} N(W) dW,$$

где $N(W)dW = A^2 W \sqrt{W^2 - 1} F(Z', W) dW$.

Здесь величина A (спектр частиц) дается графиком Кюри, для Sr^{90} и Y^{90} эти графики даны на стр. 436, 437 в таблицах Ландольта — Бернштейна [15]. Функция $F(Z', W)$ — функция Ферми для $Z' = 90$ графически также представлена на стр. 418, 419 в [15].

Для определения длины пробега x_E воспользуемся формулой Ферми, приведенной в [12],

$$x_E = (0,542 E - 0,133)/\rho,$$

где ρ — плотность вещества, в котором движется β -частица.

В итоге мы можем определить полное количество N_λ фотонов, производимых за 1 сек в спектральном интервале 1 \AA одной β -частицей данного типа β -распада:

$$N_\lambda = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{dN}{dx} x_E K_E dE. \quad (2)$$

Как видно из приведенных формул, нам необходимо знать вещество, в котором β -частицы должны возбуждать черенковское излучение.

2. Выбор прозрачного материала в качестве излучателя

Нас интересует возможность получения излучения в коротковолновой области спектра. Естественно поэтому выбрать наиболее прозрачные в этой области вещества. Мы здесь имеем, по существу, только три вещества: LiF , MgF_2 и CaF_2 . Кроме данных по показателю преломления этих веществ, необходимо иметь сведения об их устойчивости при облучении β -частицами; хорошо известно, что многие прозрачные вещества при этом окрашиваются и теряют прозрачность. В [16] приведены результаты исследования ряда прозрачных кристаллов при воздействии на них дозы облучения электронами с энергией $1-2 \text{ Мэв}$ в количестве 10^{14} см^{-2} . Под действием такой дозы за 30 мин пластинка из LiF толщиной 2 мм становится совершенно непрозрачной в области $1600-2800$ и $1050-1200 \text{ \AA}$, пропускает около 10% только в области $1200-1600 \text{ \AA}$. Пластинка из фтористого кальция толщиной $3,6 \text{ мм}$ снижает прозрачность до $40-50\%$ по всему спектру между $1250-3000 \text{ \AA}$. У пластинки из фтористого магния ($1,5 \text{ мм}$ толщиной) у 2600 \AA появляется широкая полоса поглощения, где прозрачность падает почти вдвое. Такое же падение наблюдается у $1150-1300 \text{ \AA}$. Правда, есть указания, что такой эффект снижения прозрачности определяется незначительными примесями в кристаллах. Однако отсюда следует, что необходимо использовать очень чистые материалы и, во всяком случае, следить за их прозрачностью. Надо отметить, что если использовать радиоизотоп $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$ активностью в 10 мкюри , дающий $3,7 \cdot 10^8$ распадов в секунду (из них половина со средней энергией 1 Мэв), то легко подсчитать, что доза облучения в 10^{14} электронов будет получена за неделю.

Имея в виду чувствительность материалов к облучению и необходимость наличия возможно более коротковолновой границы пропускания, мы выбираем фтористый магний в качестве излучателя. Однако все же необходимо использовать материал возможно максимальной чистоты и, во всяком случае, контролировать прозрачность пластинки излучателя с течением времени в ближней ультрафиолетовой области спектра, в районе полосы поглощения около 2600 \AA .

3. Показатель преломления фтористого магния

Фтористый магний — двоякопреломляющий материал с разницей показателей преломления $n_0 - n_2 \approx 0,012$ в длинноволновой области спектра [17]. Для нас представляют интерес измерения n_0 , сделанные методом призмы. Существует метод определения n при помощи измерения коэффи-

циента отражения и последующего расчета по формуле Френеля, однако эти измерения, по-видимому, сильно отягощены ошибками, так как коэффициент отражения зависит от состояния поверхности кристалла. Хорошо известно, например, что при полировке поверхность кристалла фтористого лития настолько изменяется по составу вещества в поверхностном слое, что резко падает прозрачность обработанной пластинки. Подобное проявляется, по-видимому, и для фтористого магния. Две работы, [18] и [19], сделанные по отражению в области 2400—1200 Å, дают существенно отличные данные: так, для $\lambda = 2000$ Å измерения [18] на 0,04 выше, чем в [19], а для 1500 Å превышение достигает 0,12.

По методу призмы измерения сделаны в широкой области спектра от 7056 до 1216 Å (сводка их дана в табл. 1). Рассмотрим кратко результаты этих измерений. В [20] измерения сделаны для трех линий ртутного спектра: 4046; 5460 и 7065 Å. По полученным данным построена интерполяционная формула Гартмана

$$n_0 = 1,36957 + 35,821/(\lambda - 1492,5).$$

Вычисленные по этой формуле значения для промежуточных длин волн с точностью до 10^{-5} совпали с измерениями.

Таблица 1

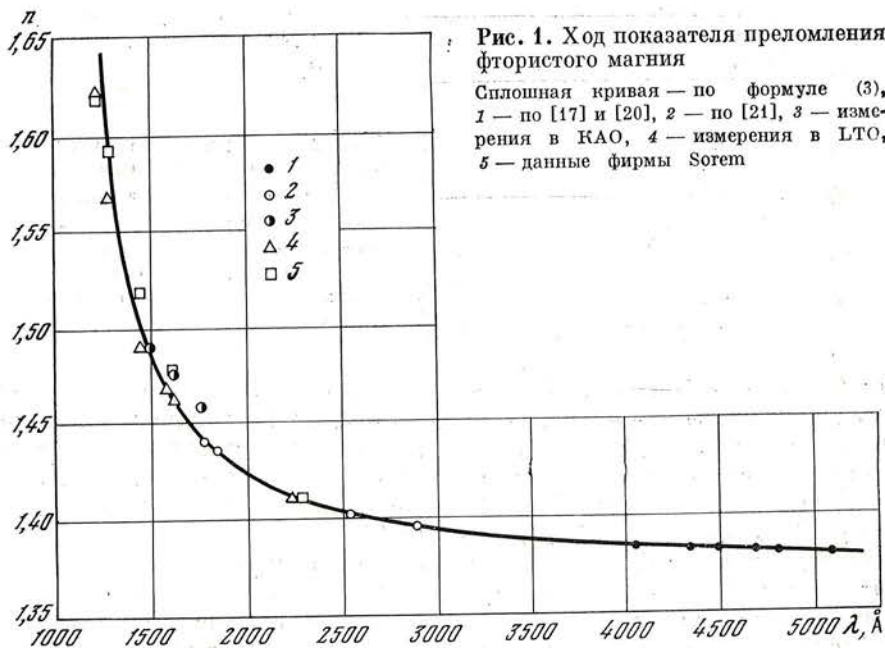
$\lambda, \text{Å}$	n_0 по разным определениям	n_0 , вычисленные по (3)	$\lambda, \text{Å}$	n_0 по разным определениям	n_0 , вычисленные по (3)
5460	1,3786 [17,20]	1,3780	1725	1,467 (КАО)	1,4461
5086	1,3795 [17,20]	1,3792	1671	1,473 (КАО)	1,4531
4678	1,3808 [17,20]	1,3807	1621	1,475 (КАО)	1,4623
4046	1,3836 [17,20]	1,3838	1610	1,462 (LTO); 1,477 (Sorem)	1,4626
2894	1,3948 [21]	1,3952			
2537	1,4021 [21]	1,4022	1582	1,4675 (LTO)	1,4678
2288	1,410 (LTO); 1,41 (Sorem)	1,4096	1493	1,490 (КАО)	1,4882
			1440	1,492 (LTO); 1,519 (Sorem)	1,5049
1849	1,4342 [21]	1,4337	1279	1,568 (LTO); 1,592 (Sorem)	1,6027
1780	1,4397 [21]	1,4401	1216	1,622 (LTO); 1,621 (Sorem)	1,6927
1751	1,458 (КАО)	1,4432			

В [21] приведены значения n_0 и n_e для четырех длин волн в ультрафиолетовой области спектра; измерения были сделаны специально для конструирования двупреломляющих призм типа Рошона.

Дальше, в области 1750—1490 Å мы располагаем измерениями, проведенными в лаборатории Крымской астрофизической обсерватории АН СССР В. Голубом при участии Г. Г. Сидорова. Прозрачная пластинка из фтористого магния располагалась наклонно к падающему пучку лучей за щелью вакуумного спектрографа ДФС-5 м (дифракционная решетка $R = 3$ м и 1200 штр/мм). Часть лучей от щели проходила над пластинкой. В спектре половинки спектральных линий были смещены друг относительно друга вследствие преломления в пластинке. По величине смещения, зная толщину пластинки и угол ее наклона, можно определить показатель преломления. Точность измерений была невысокой и оценена в $\pm 0,01$.

Наконец, мы располагаем данными измерений фирмы Sorem (Франция), выпускающей кристаллы фтористого магния, и измерениями, проведенными в Лаборатории технологической оптики в Марселе (в лаборатории Космической астрономии)*. Методика измерений: в призмленном спектре опре-

* Эти данные были нам сообщены доктором М. Детайлем, за что приносим ему благодарность.



делялись угловые расстояния между отдельными спектральными линиями, что позволяло определить n , исходя из известных значений для длинноволновой области спектра.

Мы располагаем, таким образом, достаточным количеством измерений показателя преломления. Исходя из данных, приведенных в [20] и [21], была рассчитана интерполяционная формула Гартмана, принималось значение $\lambda_0 = 1050 \text{ \AA}$ (область максимума полосы поглощения фтористого магния)

$$n_\lambda = 1,3657 + 54,27/(\lambda - 1050). \quad (3)$$

На рис. 1 представлены указанные в табл. 1 измеренные значения; сплошная кривая дает ход показателя преломления по (3). В последнем столбце табл. 1 приведены вычисленные по (3) значения для соответствующих длин волн. Как видим, экспериментальные значения довольно хорошо ложатся на интерполяционную кривую, разве только в области короче 1300 \AA эти точки лежат несколько ниже. Возможно, в этой области уже сказывается влияние полосы поглощения.

4. Расчет эмиссии излучателя MgF_2 по спектру

Полученные по (3) значения показателя преломления для фтористого магния были использованы для расчета по формуле (2) распределения выхода квантов N_λ по спектру в интервале длин волн $4000\text{--}1200 \text{ \AA}$ за 1 сек на 1 \AA и на 1β -частицу. Результаты приведены в табл. 2 и на рис. 2.

Из этой таблицы следует, что основная доля излучения получается за счет изотопа Y^{90} , изотоп Sr^{90} дает от 4% для области у 4000 \AA до 6% у 1200 \AA .

Физический смысл величин, представленных в табл. 2, следующий: для области 3500 \AA имеем выход $0,01 \text{ фот/сек} \cdot \text{\AA}$ на одну частицу. Это значит, что в интервале 100 \AA в каждую секунду будет выходить 1 фотон или за 100 сек один фотон в интервале 1 \AA .

Как было указано в п. 3, в коротковолновой области спектра имеется некоторая неуверенность в ходе показателя преломления. Если для 1216 \AA принять измеренную величину $n = 1,622$ вместо вычисленной по формуле (3) $n = 1,693$, отличающуюся на $0,07$, или на 4%, это приводит к сни-

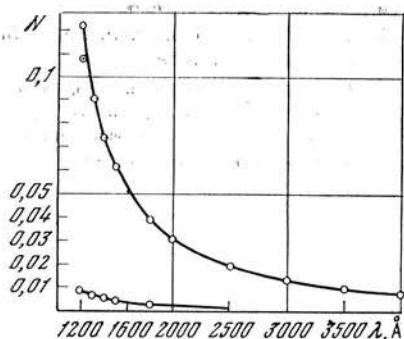


Рис. 2. Распределение излучения источника по спектру N_{λ} фотонов в 1 сек, в интервале 1 Å для одной β -частицы

Верхняя кривая — для изотопа Y^{90} , нижняя — для изотопа Sr^{90} . Кружок с точкой — значение N_{1216} , соответствующее измеренному $n = 1,622$

жению значения N_{λ} примерно на 8% (от 117,4 до 108,8). Для 1300 Å неточность в показателе преломления в 0,05 приводит к неточности в определении N_{λ} всего лишь в 2%. Таким образом, мы можем принять для энергетического расчета излучателя из фтористого магния значение показателя преломления в соответствии с (3) с возможной погрешностью в области 1300—1200 Å от 3% (у 1300 Å) до 10% (у 1200 Å).

Приведенные в табл. 2 величины не учитывают прозрачности пластинок фтористого магния. Строго говоря, необходимо знать прозрачность конкретной пластинки, поскольку эта прозрачность зависит от технологии обработки поверхностей и от чистоты материала. Однако для ориентировочных расчетов примем величину прозрачности по [16], где данные приведены для пластинки толщиной 1,5 мм.

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	$N \cdot 10^3$		$\lambda, \text{Å}$	$N \cdot 10^3$	
	Y^{90}	Sr^{90}		Y^{90}	Sr^{90}
4000	7,20	0,33	1800	39,7	2,05
3500	9,56	0,45	1500	61,7	3,56
3000	13,1	0,62	1400	74,0	4,6
2500	19,6	0,94	1300	91,5	6,2
2000	30,7	1,57	1216	108,8	7,0
			1200	121,0	8,3

Излучение фотонов происходит в пределах длины пробега β -электронов в среде. Для фтористого магния средняя длина пробега составляет 1,3 мм при среднем значении энергии частиц, равном $E_{\text{ср}} = 1 \text{ Мэв}$.

Примем полную толщину пластинки в 4,3 мм, тогда необходимо учесть поглощение излучения в оставшейся части, равной 3 мм. В табл. 3 приведены результаты такого совершенно ориентировочного учета поглощения для длин волн в пределах 1200—3000 Å. Здесь во втором столбце даны рассчитанные величины пропускания для толщины 3 мм с использованием приведенного в [16] графика для фтористого магния. В третьем столбце

Таблица 3

$\lambda, \text{Å}$	Пропускание для толщины 3 мм	$N_{\lambda} \cdot 10^3$	$\lambda, \text{Å}$	Пропускание для толщины 3 мм	$N_{\lambda} \cdot 10^3$
1200	0,25	32	1800	0,8	34
1300	0,3	32	2000	0,9	28
1400	0,4	31	3000	0,95	13
1500	0,5	32			

це — выход фотонов N_λ с учетом величин табл. 2 для суммарного излучения системы $Sr^{90} + Y^{90}$ за 1 сек на β -частицу на 1 Å.

Исходя из данных этой таблицы, можно рассчитать необходимую активность препарата для получения определенного числа счетов ФЭУ в конкретном спектрометре.

Примем в качестве исходного препарат активностью в 1 мкюри, дающий $3,6 \cdot 10^7$ β -распадов в 1 сек на сферу в 4π стерадиана. На один стерадиан придется $2,86 \cdot 10^6$ β -распадов в 1 сек.

Для участка спектра у 3500 Å с учетом данных табл. 2 получаем число фотонов $2,86 \cdot 10^4$ на стерадиан \cdot 1 Å. Пусть спектрометр имеет относительное отверстие 1 : 10 (0,01 стерад). Если источник располагается за входной щелью, то на решетку будет падать 286 фотон/сек \cdot Å. Пусть размеры источника таковы, что он заполняет входную щель шириной 1 мм. При узкой выходной щели (0,05 мм) это дает ширину спектрального интервала $\Delta\lambda = 10$ Å при дисперсии 10 Å/мм. Тогда поток фотонов составит 2860 в 1 сек. При общей эффективности решетки и ФЭУ в 0,01 фотоумножитель будет давать 29 имп/сек.

Для участка между 1200 и 3000 Å число импульсов будет в 3 раза больше. Если взять источник β -частиц с активностью 10 мкюри, это количество импульсов увеличится в 10 раз, что, по-видимому, будет вполне достаточно, чтобы обеспечить надежную калибровку прибора.

В заключение выражаю свою благодарность Л. В. Границкому и В. Б. Никонову за обстоятельное обсуждение деталей работы в процессе ее выполнения.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. Boldt. Space Sci. Rev., 1970, 11, 728.
2. H. Hessberg, J. Niekerke, K. H. Stephan. Astron. and Astrophys., 1975, 42, 359.
3. W. L. Wiese. IAU Sympos. 41, Dordrecht. D. Reydell Publ. Co., 1970, p. 390.
4. E. T. Fairchild. IAU Sympos. 41, 1970, p. 392.
5. Г. А. Гурвадян, Дж. Оганесян, Р. А. Епремян. Сообщения Бюраканской обс., 1972, № 45, 36.
6. M. Saisse. Nouv. Rev. Optique, 1975, 6, N 4, 231.
7. T. Namioka, M. Seya, T. Hayashi. Sci. Light, 1968, 17, N 2, 96.
8. D. Malaise. ESRO Sympos. Calibration Methods in the Ultraviolet and X-Ray region Spectrum. Munich, 1968, p. 169.
9. W. P. McWhirter. IAU Sympos. 41, 1970, p. 369.
10. R. J. Davis. The Telescope Experiment, SAO Spec. Rept 1968, N 282.
11. A. D. Code, T. E. Houck, J. F. McNall, R. C. Bless, C. F. Lillie. Astrophys. J., 1970, 161, 377.
12. C. T. Hua. Astron. and Astrophys., 1973, 27, 255.
13. E. Peytremann. Publ. Obs. Geneve. Ser. A, 1964, 69, 84.
14. Справочник по ядерной физике. Под ред. Л. А. Арцимовича. М., Физматгиз, 1963, с. 583.
15. Landolt u. Börnstein. Physikalisch-chemische Tabellen, Bd. 1, T. 5, S. 419, 1952.
16. D. F. Heath a. P. A. Sacher. Appl. Opt., 1966, 5, N 6, 937.
17. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., «Наука», 1965, с. 100—101.
18. Б. И. Максаков, С. А. Куликов, Г. П. Старцев. ОМП, 1961, № 12, 42.
19. M. W. Williams, R. A. McRae, E. T. Arakawa. J. Appl. Phys., 1967, 38, N 4, 1701.
20. A. Duncanson, R. W. H. Stewenson. Proc. Phys. Soc., 1958, 72, N 6, 1001.
21. D. L. Steinmetz, W. G. Phillips, M. Wirick, F. F. Forbes. Appl. Opt., 1967, 6, N 6, 1001.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ФАЗОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

С. М. Горский, В. П. Лебедев

Предложен новый метод исследования лучевых скоростей в атмосфере Солнца. Он базируется на измерении фазы интерференционной картины двухлучевого интерферометра Майкельсона при фиксированной разности хода лучей.

Доказано фундаментальное для данного метода свойство пропорциональности изменения фазы смещению «центра тяжести» спектральной линии. Точность метода существенно зависит от качества предварительной фильтрации исследуемой линии. Оценка метода по критерию сигнал/шум указывает на возможный пятикратный выигрыш в точности измерения. Метод принципиально отличается от классического и открывает новые возможности в исследованиях явлений, происходящих на Солнце.

INTERFERENCE-PHASE METHOD OF THE RAY VELOCITY MEASUREMENTS IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by *S. M. Gorsky, V. P. Lebedev*.— The proposed interference-phase method of investigation of ray velocities is based on phase measurement of the interference picture of two-beam interferometer at the fixed propagation difference.

The fundamental for the given method property of the phase variation proportional to the shift of «the center of gravity» of spectral line is proved. The estimation of the method over the signal-to-noise relation points to the possibility of fivefold gain in the accuracy of measurements. The method differs in principle from the classical one and opens new possibility in the investigations of the solar phenomena.

Общепринятый фотоэлектрический метод измерения лучевых скоростей и магнитных полей имеет одну особенность, которая объединяет все современные магнитографы в один класс приборов. Она заключается в том, что анализ излучения производится в плоскости изображения спектра исследуемого источника, т. е. в фокальной плоскости камеры спектрографа. В большинстве приборов этот анализ ограничивается сравнением интенсивностей узких спектральных участков, предварительно выделенных в крыльях магнитоактивной линии. Отдельные устройства отличаются способами модуляции поляризации света [4—6] и методами обработки и регистрации принятых сигналов [7—10]. Нами рассматривается возможность построения измерителей лучевых скоростей, основанных на анализе интерференционной картины исследуемой спектральной линии, полученной с помощью двухлучевого интерферометра Майкельсона. Смещению спектральной линии в этом случае соответствует изменение периода интерферограммы, что при фиксированной разности хода интерферирующих лучей можно обнаружить по изменению фазы интерференционной картины [11, 12]. В интерференционно-фазовом методе анализ излучения (измерение фазы интерференционной картины) проводится в плоскости сопряженной по Фурье с фокальной плоскостью камеры спектрографа. В этом принципиальное отличие рассматриваемого метода от упомянутых выше.

Таким образом, измерение лучевых скоростей интерференционно-фазовым методом сводится к определению фазы интерференционной картины, взятой на фиксированной разности хода лучей в интерферометре.

§ 1. Свойства фазы интерференционной картины

Интерференционная картина в двухлучевом интерферометре описывается функцией $J(\Delta)$, представляющей зависимость величины светового потока J от разности хода лучей Δ [13]. В фурье-спектроскопии функция $J(\Delta)$, описывающая интерферограмму, играет фундаментальную роль. По ней вычисляют спектр источника.

Переменная составляющая функции $J(\Delta)$ связана со спектром излучения $E(\sigma)$ косинусным фурье-преобразованием

$$J(\Delta) = J_0 + \mathcal{J}(\Delta), \quad (1)$$

где

$$\mathcal{J}(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\Delta d\sigma, \quad (2)$$

J_0 — постоянная составляющая, $\sigma = 1/\lambda$ — волновое число.

Под $B(\sigma)$ здесь и ниже мы будем подразумевать контур отдельной спектральной линии. Ширина спектральной линии излучения или поглощения вещества, как правило, составляет 10^{-3} — 10^{-5} от среднего волнового числа σ_0 . Будем считать, что σ_0 является «центром тяжести» спектральной плотности излучения $B(\sigma)$, дошедшего до неподвижного наблюдателя.

В этом случае $\mathcal{J}(\Delta)$ удобно представить как узкополосный сигнал [14]

$$\mathcal{J}(\Delta) = A(\Delta) \cos \psi(\Delta), \quad (3)$$

где $A(\Delta)$ — огибающая, а $\psi(\Delta)$ — фаза узкополосного сигнала.

Функции $A(\Delta)$ и $\psi(\Delta)$ удобно интерпретировать следующим образом. Пусть $b(\sigma)$ описывает форму спектральной линии со средним σ_0 , тогда

$$B(\sigma) = b(\sigma - \sigma_0). \quad (4)$$

Подставив (4) в (2), после замены переменной и небольших тригонометрических преобразований получаем новый вид записи функции $\mathcal{J}(\Delta)$:

$$\mathcal{J}(\Delta) = |F_b| \cos [2\pi\sigma\Delta + \text{arctg}(F_{sb}/F_{cb})], \quad (5)$$

где

$$F_{sb} = \int_{-\infty}^{\infty} b(\sigma) \sin 2\pi\sigma\Delta d\sigma,$$

$$F_{cb} = \int_{-\infty}^{\infty} b(\sigma) \cos 2\pi\sigma\Delta d\sigma,$$

$$|F_b| = \sqrt{F_{sb}^2 + F_{cb}^2}.$$

Таким образом, огибающая узкополосного сигнала (3) представляет собой модуль фурье-трансформанты контура спектральной линии. Для практической реализации метода будет важно, чтобы амплитуда переменной составляющей существенно отличалась от нуля. Из общих соображений следует, что для простой, например лоренцевой или гауссовой, формы $b(\sigma)$ амплитуда $|F(\Delta)|$ будет переменной при выборе достаточно малой разности хода $\Delta < 1/\delta\sigma$, где $\delta\sigma$ — ширина спектральной линии.

Рассмотрим выражение для фазы, а именно ее информативную часть. Для того чтобы выразить зависимость $\psi(\Delta)$ от формы контура линии, введем

дем следующие обозначения фазы:

$$\psi \{ \Delta, \sigma, b(\sigma) \} = \text{arctg} (F_{sb}/F_{cb}). \quad (6)$$

Отметим, что при малых значениях разности хода $\Delta \ll 1/\delta\sigma$ соотношение (6) переходит в выражение для волнового числа «центра тяжести» спектральной линии $b(\sigma)$ относительно точки σ_0 :

$$\psi \{ \Delta, \sigma, b(\sigma) \} \approx \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma b(\sigma) d\sigma}{\int_{-\infty}^{\infty} b(\sigma) d\sigma}. \quad (7)$$

При более мягком условии $\Delta \lesssim 1/2\delta\sigma$ соотношение для фазы интерференционной картины (6) и выражение для волнового числа «центра тяжести» спектральной линии (7) обладают четырьмя общими свойствами:

а) фаза не зависит от амплитуды спектра,

$$\psi \{ \Delta_0; \sigma; b(\sigma) \} = \psi \{ \Delta_0; \sigma; ab(\sigma) \}; \quad (8a)$$

б) смещение спектральной линии по оси волновых чисел приводит к изменению величины фазы, пропорциональному величине смещения линии,

$$\psi \{ \Delta_0; \sigma; b(\sigma - u) \} = \psi \{ \Delta_0; \sigma; b(\sigma) \} + ku, \quad (8б)$$

где $k = 2\pi\Delta_0$ — аппаратная константа;

в) при изменении масштаба отсчета волновых чисел на величину α , т. е. при «сжатии» или «растяжении» контура линии $b(\sigma)$ относительно σ_0 , фаза не меняется, т. е. справедливо равенство

$$\psi \{ \Delta_0; \sigma; b(\alpha\sigma) \} = \psi \{ \Delta_0; \sigma/\alpha; b(\sigma) \}; \quad (8в)$$

г) для симметричного контура $b(\sigma)$ независимо от его формы и ширины фаза равна нулю

$$\psi \{ \Delta_0; \sigma/\alpha; b(\sigma) \} = 0 \text{ при } b(\sigma) = b(-\sigma) \text{ и } \alpha \neq 0. \quad (8г)$$

В частности, с учетом свойства (8б) выражение (5) можно представить в компактном виде:

$$\mathcal{J}(\Delta) = |F_b| \cos \psi \{ \Delta_0; \sigma; B(\sigma) \}. \quad (9)$$

Движения излучающих масс проявляются в доплеровском смещении спектральных линий. Магнитные поля в области излучения вызывают ее поляризацию, которая при соответствующем анализе может быть также сведена к смещению «центра тяжести» спектрального распределения $B(\sigma)$. Следовательно, измерения фазы интерференционной картины можно рассматривать как способ измерения лучевых скоростей и магнитных полей источника по его излучению.

Не вдаваясь в приборную реализацию метода, проанализируем возможность измерения лучевых скоростей источника. Пусть покоящийся источник излучает свет со спектральным составом $B(\sigma) = Ab(\sigma - \sigma_0)$, которому соответствует фаза $\psi \{ \Delta_0; \sigma; Ab(\sigma - \sigma_0) \} = 2\pi\Delta_0\sigma_0$. Тот же источник, движущийся относительно наблюдателя с лучевой скоростью $v_g \ll c$, дает наблюдаемый спектр $B[(1 + v_g/c)\sigma]$, ему соответствует фаза

$$\psi \{ \Delta_0; \sigma; Ab[(1 + v_g/c)\sigma - \sigma_0] \} = 2\pi\Delta_0\sigma_0(1 - v_g/c), \quad (10)$$

т. е. измерение сдвига фазы интерференционной картины позволяет нам определить лучевую скорость источника излучения. Соотношение (10) справедливо, если мы ограничиваемся классом симметричных спектральных линий, для которых всегда выполняется $b(\sigma) = b(-\sigma)$, оно получено путем последовательного применения свойств (8, а-г).

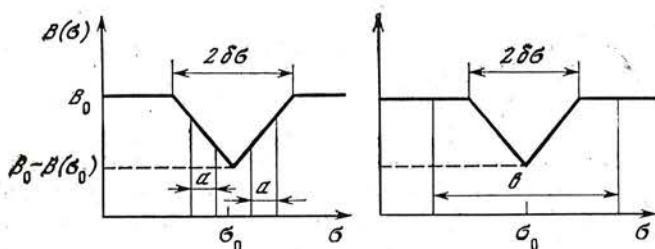
По-видимому, принятое ограничение не является очень жестким, так как все известные механизмы уширения спектральных линий, например доплеровское уширение [15], уширение, связанное с эффектом Штарка [16], уширение, обусловленное их совместным действием [17], независимо от величины вклада любого из них не нарушают симметрии линии. Свойству (8г) не противоречат изменения контура линии, если они проходят в рамках сохранения симметрии контура, т. е. эволюционирующее во времени распределение вкладов различных механизмов уширения не влияет на результат измерения лучевых скоростей.

Несколько сложнее складывается ситуация при учете уширения линий за счет явлений турбулентности внутри источника. Вихревые потоки внутри источника, как правило, приводят к появлению асимметрии линии, и соотношение (10) нарушается вследствие невыполнения условия (8г).

Итак, мы показали, что интерференционно-фазовый метод позволяет определить лучевую скорость источника излучения на основе измерения фазы интерференционной картины этого излучения.

§ 2. Отношение сигнал/шум

Сравним теперь интерференционно-фазовый метод с дифференциальным методом измерения смещения спектральной линии с двумя типами фотоприемников. К первому типу относятся так называемые квантовые приемники: фотоэлементы, фотоэлектронные умножители, фотодиоды.



Участок спектра с условной линией поглощения треугольного профиля

σ_0 — среднее волновое число линии, $\delta\sigma$ — ширина линии, B_0 — уровень непрерывного спектра, $B_0 - B(\sigma_0)$ — интенсивность в центре линии. а) Условная разметка спектра для магнитографа. Световой поток, попадающий на ФЭУ, пропорционален площади участка в спектральном интервале a ; б) условная разметка спектра для интерференционного фазометра. Световой поток, попадающий на ФЭУ, пропорционален площади участка в спектральном интервале σ

Как известно, средний квадрат напряжения шумов ФЭУ пропорционален величине постоянной составляющей фототока I_0 и ширине полосы пропускания Δf [18] последующих электрических фильтров

$$\bar{u}_k^2 = A_k I_0 \Delta f. \quad (11)$$

Для тепловых приемников величина \bar{u}^2 не зависит от уровня постоянной засветки:

$$\bar{u}_T^2 = A_T \Delta f. \quad (12)$$

Здесь A_k и A_T — коэффициенты пропорциональности [18], зависящие от конкретного типа фотодетектора. Здесь и в дальнейшем индекс «к» относится к квантовым приемникам, а «т» — к тепловым. Будем считать, что оптические схемы магнитометра и интерференционного фазометра идентичны вплоть до плоскости изображения в спектрографе. Рассмотрим такую классическую схему магнитометра: две щели вырезают участки в крыльях линии со спектральным интервалом a . На рисунке условно изображен участок исследуемой линии. Прошедший через щели свет отдельно подается на приемные площадки двух фотодетекторов. Для выбранной

треугольной модели спектральной линии фототоки левого (I_-) и правого (I_+) фотоприемников можно выразить следующим соотношением:

$$I_{\pm} = k \left[\left(B_0 - \frac{B(\sigma)}{2} \right) a \pm B(\sigma_0) a \beta \right],$$

где k — чувствительность фотоприемника; $\beta = \xi/\delta\sigma$ — смещение спектральной линии, приведенное к ее ширине; ξ — абсолютное смещение спектральной линии.

Разность фототоков I_+ и I_- пропорциональна смещению линии $I_+ - I_- = 2B(\sigma) ka\beta$.

Если считать шумы фотоприемников независимыми, то среднеквадратичное отклонение разности сигналов равно сумме $\bar{u}_+^2 + \bar{u}_-^2 = 2\bar{u}_{\kappa, \tau}^2$. Отношение сигнал/шум в этом случае можно записать в виде

$$\frac{s}{n} = \frac{(I_+ - I_-) R_H}{\bar{u}^2} = Q\beta,$$

где R_H — сопротивление нагрузки ФЭУ,

$$Q_{\kappa} = \frac{\sqrt{2a} B(\sigma) k R_H}{\sqrt{A_{\kappa} \left[B_0 - \frac{1}{2} B(\sigma_0) \right] \Delta f}} \text{ для ФЭУ,} \quad (13)$$

$$Q_{\tau} = \frac{\sqrt{2} B(\sigma_0) k R_H a}{\sqrt{A_{\tau} \Delta f}} \text{ для теплового приемника.}$$

Фактор Q характеризует качество измерителя малого смещения уширенной спектральной линии.

Далее выводится отношение сигнал/шум для интерференционного фазометра. Предположим, что для предварительной фильтрации (см. § 3) используется тот же самый спектрограф, что и в случае классического магнитометра. Для интерференционного фазометра следует выбрать более широкую полосу (b) предварительной монохроматизации, включающую спектральную линию целиком плюс некоторую окрестность около нее, за пределы которой линия заведомо не выходит.

Спектральный состав света, прошедшего в интерферометр, определяется соотношением

$$s(\sigma) = k(\sigma) [B_0 - B(\sigma)], \quad (14)$$

где $k(\sigma)$ — аппаратная функция фильтра.

В нашем случае $k(\sigma)$ будет описываться прямоугольной функцией, и для достаточно малых смещений $|\beta| < (b - \delta\sigma)/2\delta\sigma$ можно записать

$$s(\sigma) = k(\sigma) B_0 - B(\sigma).$$

Представим аппаратную функцию интерферометра [13] в виде

$$\xi(\sigma, \Delta) = p \left(\frac{1}{2} + \frac{q}{2} \right) \cos 2\pi\sigma\Delta, \quad (15)$$

где $p, q < 1$ — параметры, характеризующие интерферометр. Учитывая это, можно определить постоянную I_0 и переменную $I(\Delta)$ составляющие светового сигнала на выходе интерферометра:

$$I_0 = \frac{p}{2} \int_{-\infty}^{\infty} s(\sigma) d\sigma = \frac{p}{2} [B_0 b - B(\sigma_0) \delta\sigma], \quad (16)$$

$$I(\Delta) = \frac{pq}{2} \int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\Delta d\sigma = \frac{pq}{2} |F_b| \cos \psi \{ \Delta; \sigma; B(\sigma) \},$$

где $|F_b|$ и $\psi \{ \Delta; \sigma; B(\sigma) \}$ см. (5), (6).

Не вдаваясь в детали способа, каким проводится временная модуляция фазы, соотношение (16) будем рассматривать как электрический сигнал

$$I = k \frac{nq}{2} |F_b| \cos(\omega t + \psi).$$

Если среднее волновое число спектральной линии смещается, то в соответствии со свойством (8б) значение фазы изменяется на величину $\Delta\psi = 2\pi\Delta_0\delta\sigma$.

Поскольку нашей конечной целью является лишь оценка отношения сигнал/шум, ограничимся представлением шума фотоприемника как стационарного нормального случайного процесса, прошедшего узкополосную систему с резонансной частотой ω_0 [14, стр. 432].

Средний квадрат флуктуаций фазы связан со средним квадратом флуктуаций огибающей при достаточно большом отношении сигнал/шум для огибающей простым соотношением [14]

$$\overline{\Delta\psi^2} = \bar{u}^2/u^2,$$

в нашем случае $u = kprq |F_b|/2$, $F_b = B(\sigma_0) \delta\sigma \operatorname{sinc} \Delta_0\delta\sigma$, где $\operatorname{sinc} x = \sin x/x$, \bar{u}^2 может быть записан на основании соотношений (11, 12, 15). В результате получаем выражение для отношения сигнал/шум в интерференционном фазометре

$$(s/n)^\Phi = Q^\Phi\beta,$$

где

$$Q_K^\Phi = \frac{\sqrt{2p} \pi k q \Delta_0 \delta \sigma^2 B(\sigma_0) \sin c^2 \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{A_K b \left(B_0 - B(\sigma_0) \frac{\delta \sigma}{b} \right) \Delta f}},$$

$$Q_T^\Phi = \frac{\pi k p q \delta \sigma^2 B(\sigma_0) \sin c^2 \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{A_T \Delta f}}.$$

Преимущество интерференционного фазометра перед магнитометром показывает отношение факторов Q :

$$\frac{Q_K^\Phi}{Q_K} = \frac{\pi \sqrt{p} q \Delta_0 \delta \sigma^2 \sin c \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{ab}},$$

$$\frac{Q_T^\Phi}{Q_T} = \frac{\pi p q \Delta_0 \delta \sigma^2 \sin c^2 \Delta_0 \delta \sigma}{\sqrt{2} a}.$$

Положим $p = 0,8$; $q = 0,9$; $\Delta_0\delta\sigma = 1/2$; $a = 1/3$; $b = 3\delta\sigma$, тогда для квантового приемника $Q^\Phi/Q \approx 5$, для теплового приемника $Q^\Phi/Q \approx 9,6$.

Число Q^Φ/Q показывает, в частности, возможность повышения скорости регистрации в $(Q^\Phi/Q)^2$ раз, что следует из (13). Действительно, $Q \sim 1/\sqrt{\Delta f}$, где полоса пропускания электрического фильтра Δf определяет максимальное число независимых отсчетов, которые можно произвести за одну секунду.

Следует отметить, что вывод отношения сигнал/шум для интерференционно-фазового метода проводился в предположении равенства светосил магнитометра и интерференционного фазометра, поскольку оптическая входная схема предварительного монохроматора выбиралась тождественной оптической схеме спектрометра, являющегося частью магнитографа.

§ 3. Необходимость предварительной фильтрации при измерениях в линиях поглощения

Основные положения, введенные в § 1, в общем случае справедливы как для эмиссионной линии, так и для линии поглощения. Но с технической точки зрения работа с фраунгоферовой линией практически неосуществима из-за исчезающе малой контрастности интерференционной картины [19]. Соотношение энергий сплошного спектра и линии поглощения можно изменить в благоприятную для нас сторону путем введения предварительного фильтра с шириной полосы пропускания $b > 2\delta\sigma$. Этот факт уже нашел отражение в предыдущем параграфе — отношение сигнал/шум в случае применения ФЭУ уменьшается с ростом ширины полосы пропускания фильтра, как $1/\sqrt{b}$. Мощность шумов увеличивается с увеличением постоянной составляющей светового сигнала, и полезный сигнал при большой ширине b оказывается настолько малым, что его невозможно выделить на фоне собственных шумов фотоприемника.

Предварительная фильтрация в новом методе является лишь вынужденной мерой, обусловленной техническим несовершенством современных приемников, и не должна давать вклада в интерференционную картину, хотя бы в малой области около рабочей разности хода Δ_0 .

Если $s(\sigma)$ — частотная характеристика предварительного фильтра, то спектральный состав света, попадающего в интерферометр, можно записать в виде (14).

Если $s(\sigma)$ подставить в (5), то синусная и косинусная фурье-трансформанты распадаются на два слагаемых каждая. Из двух слагаемых только второе несет информацию о полезном сигнале $B(\sigma)$. Первое слагаемое определяется формой и выбранной разностью хода Δ_0 :

$$F_{s0} = B_0 \int_{-\infty}^{\infty} k(\sigma) \sin 2\pi\sigma\Delta_0 d\sigma,$$

$$F_{c0} = B_0 \int_{-\infty}^{\infty} k(\sigma) \cos 2\pi\sigma\Delta_0 d\sigma.$$

Если хотя бы одна из F_{s0} и F_{c0} отлична от нуля, имеет место искажение фазы ψ , зависящее от формы $k(\sigma)$ и Δ_0 . Влияние $k(\sigma)$ ухудшает точность измерения ψ и должно быть сведено к минимуму. Для этого необходимо заботиться о том, чтобы частотная характеристика фильтра $k(\sigma)$ и рабочая разность хода Δ_0 подбирались в согласии с требованиями $F_{s0} = F_{c0} = 0$.

Например, если в качестве предварительного монохроматора используется спектрограф с равными по ширине входной и выходной щелями, то, пренебрегая влиянием отраженного света и дифракцией, форму $k(\sigma)$ можем считать треугольной. В этом случае $F_{s0} = 0$; $F_{c0} = \text{sinc}^2 b\Delta_0$, где b — ширина щели, выраженная в единицах волновых чисел. Функция $\text{sinc}^2 b\Delta_0$ обращается в нуль при условии $b\Delta_0 = n\pi$, $n \neq 0$, которое и является условием согласования монохроматора с разностью хода Δ_0 . Неточный выбор ширины пропускания фильтра приводит к неблагоприятным последствиям, порождаемым двумя конкурирующими факторами.

С одной стороны, чрезмерное уширение полосы фильтрации приводит к понижению контрастности интерференционной картины. Это снижает точность измерения фазы интерференционной картины [11].

С другой стороны, разумеется, полоса фильтра не должна быть уже ширины исследуемой линии, в противном случае теряется смысл фазы как величины, изменяющейся пропорционально смещению «центра тяжести» линии. Разность хода Δ_0 должна быть выбрана в соответствии с формой частотной характеристики, так как именно ее формой определяется разность хода, где влияние фильтра на общую интерференционную картину минимально. При этом основная трудность возникает из-за того, что

величина Δ_0 не должна превышать $1/2 \delta\sigma$, где $\delta\sigma$ — полуширина спектральной линии.

Предварительная фильтрация необходима также в целях селекции исследуемой линии, так как присутствие других линий в ее спектральной окрестности неизбежно вносит искажения в результаты измерений.

Отметим, что интерференционно-фазовый метод позволяет ослабить влияние дрожания изображения спектра в спектрографе. Это можно пояснить на простом примере. Предположим, что частотная характеристика фильтра $k(\sigma)$ имеет прямоугольную форму, т. е. справедливо соотношение (14). Дрожание спектра в простейшем случае можно выразить путем добавления некоторой случайной функции ζ к аргументу $k(\sigma)$, тогда (14) будет иметь вид

$$s(\sigma) = B_0 k(\sigma + \zeta) + B(\sigma). \quad (17)$$

До тех пор, пока справедливость формулы (17) и условие согласования монохроматора сохраняются, первое слагаемое не искажает фазы интерференционной картины. Значение фазы определяется только спектральным составом исследуемой линии, что означает полное отсутствие влияния дрожания спектра в спектрографе. При форме, отличающейся от прямоугольной, вклад полезного сигнала в интерференционную картину определяется произведением $k(\sigma + \zeta) B(\sigma)$ и зависит от ζ , однако, как показывают предварительные оценки на моделях $k(\sigma)$, влияние ζ в новом методе существенно слабее, чем в классическом измерителе доплеровских скоростей. Так, для треугольной формы $k(\sigma)$ влияние дрожания спектра ослабляется в 3—4 раза.

З а к л ю ч е н и е

Рассмотрен новый фотоэлектрический метод определения доплеровских смещений спектральных линий, основанный на измерении фазы интерференционной картины исследуемой линии. Метод принципиально отличается от классического, так как базируется, не на спектральном, а на интерференционном подходе к проблеме измерения лучевых скоростей, а также магнитных полей [20].

Это обстоятельство, по мнению авторов, является важным. Действительно, методы получения информации о лучевых скоростях и магнитных полях источника по его излучению являются косвенными, поэтому с метрологической точки зрения несовершенны. Так, например, нет прямой однозначной связи между разностью интенсивностей в крыльях линии и средней лучевой скоростью источника, так же как между значениями фазы интерференционной картины и средней лучевой скоростью. В целях повышения точности косвенных измерений важное значение имеет комплексное применение методов, принципиально различающихся по функциональному действию. Различия в результатах наблюдений, проведенных разными методами, представляют собой дополнительную информацию, которая может быть использована не только для уточнения измеряемых параметров, но и для анализа других явлений.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. *H. W. Babcock*. *Astrophys. J.*, 1953, 118, 387.
2. *А. Б. Северный, В. Е. Степанов*. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, 16, 3.
3. *Б. А. Иошпа, В. Н. Обриджо*. Геомagnetизм и аэрономия, 1962, 2.
4. *Б. А. Иошпа*. Геомagnetизм и аэрономия, 1964, 4, 17.
5. *Р. Н. Ихсанов, Ю. П. Платонов*. Изв. ГАО, 1970, 185, 132.
6. *Д. А. Кузнецов, Г. В. Куклин, В. Е. Степанов*. Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 1. М., 1966, с. 133.
7. *W. Unno*. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1956, 8, 3.

8. *С. Б. Бортник, Л. В. Границкий, В. Ф. Осак.* Новая техника в астрономии, 1972, 4, 41.
9. *Г. А. Коркотян.* Солнечные данные, 1972, 9, 89.
10. *W. Livingston and J. Harvey.* Kitt Peak Nat. Obs. Contr., 1971, 558, 3.
11. *А. И. Карташев, И. Ш. Эцил.* УФН, 1972, 106, 687.
12. *С. М. Горский, В. П. Лебедев.* Доклад на I Всесоюзной конференции «Фотометрические измерения и их метрологическое обеспечение». ВНИИОФИ. М., 1974, с. 170.
13. *П. Жакино.* УФН, 1962, 78, 123.
14. *Б. Р. Левин.* Теоретические основы статистической радиотехники, т. 1. М., «Сов. радио», 1968.
15. *С. Г. Раутиан, И. И. Собельман.* УФН, 1966, 90, 209.
16. *И. И. Собельман.* Введение в теорию атомных спектров. М., Физматгиз, 1963.
17. *Л. Н. Курочка.* Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 96.
18. *Н. А. Соболева, А. Г. Берковский, Н. О. Чечик, Р. Е. Елисеев.* Фотоэлектронные приборы. М., «Наука», 1965.
19. *П. Ф. Паршин.* Материалы первой всесоюзной конференции по голографии, 1970, с. 91.
20. *И. В. Горбачева, С. М. Горский, В. П. Лебедев, В. И. Любимцев.* Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 237.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ФАЗОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

И. В. Горбачева, С. М. Горский, В. П. Лебедев, В. И. Любимцев

В основе интерференционно-фазового метода (ИФ-метод) измерения лучевых скоростей в атмосфере Солнца лежит измерение фазы интерференционной картины в двухлучевом интерферометре Майкельсона при постоянной разности хода лучей Δ_0 . Сдвиг фазы интерференционной картины пропорционален изменению средней частоты исследуемой спектральной линии [1, 2]. Нами рассматривается применение ИФ-метода для измерения магнитных полей, в частности для измерения продольной компоненты магнитного поля H_{\parallel} .

Оценка величины H_{\parallel} производится в предлагаемом методе по амплитуде смещения средней частоты линии при модуляции ее циркулярно поляризованной составляющей. Приводится также сравнение интерференционно-фазового метода с классическим методом измерения продольной компоненты магнитного поля для модели атмосферы Милна — Эддингтона в случае истинного поглощения.

INTERFERENCE-PHASE METHOD OF MAGNETIC-FIELD MEASUREMENT IN SOLAR ATMOSPHERE, by *I. V. Gorbacheva, S. M. Gorskii, V. P. Lebedev, V. I. Lyubimtsev*. — An interference-phase method of magnetic-field measurements consisting in the following is described: modulation of circular light polarization within the spectral line is made; a light signal passes through an optical filter, the transmission bandwidth of which is greater than the line width and is transmitted to a double-beam Michelson interferometer. An amplitude of phase oscillations of interference pattern is measured, obtained at fixed propagation difference of interferometer beams.

The method is similar to a traditional one when H_{\parallel} is measured within the weak magnetic fields, however, its instrumental accuracy is higher. Within the region of the mean and strong magnetic fields the above methods differ essentially. It is shown that both methods permit to determine the absolute value and the slope angle of the magnetic field simultaneously.

1. Модуляция поляризации в интерференционно-фазовом методе

Для сравнения методов выбрана простейшая модель модулятора круговой поляризации. Предполагается, что модулятор состоит из кристаллической пластинки $\lambda/4$ и поляроида, ось которого скрещена с осью кристалла под углом 45° . Устройство модулятора таково, что разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей периодически скачком меняет значение от $+\lambda/4$ до $-\lambda/4$. При этом из спектрального состава исследуемой линии периодически исключается правая или левая циркулярно-поляризованная компонента. В результате периодически смещается средняя частота линии излучения, прошедшего модулятор.

Амплитуда смещения линии подлежит измерению, так как она связана с величиной и направлением магнитного поля. Измеритель амплитуды периодического смещения линии представляет собой преобразователь светового потока в электрический сигнал, причем это преобразование осуществляется с учетом спектрального распределения в линии в соответствии с присущим только данному прибору способом измерения.

Переменный электрический сигнал на выходе измерителя характеризует амплитуду смещения линии. Связь амплитуды этого сигнала с величиной и направлением магнитного поля, выраженную некоторой математической зависимостью, будем называть алгоритмом работы измерителя.

2. Алгоритм интерференционно-фазового метода

Составление алгоритма измерителя осуществляется в три этапа:

1. Выбирается модель атмосферы, составляется уравнение переноса излучения и решается в параметрах Стокса.
2. Учитывается действие модулятора поляризации.
3. Составляется алгоритм преобразования светового сигнала, прошедшего модулятор поляризации, в электрический сигнал.

Здесь мы воспользовались решением Унно [3], полученным для модели атмосферы Милна — Эддингтона в предположении истинного поглощения. Решения уравнений переноса излучения для более сложных моделей атмосферы, как это отмечалось Рачковским [4], не дают качественно иных результатов, поэтому оправдано предварительное сравнение методов измерения магнитного поля на указанной простейшей модели.

Решение уравнений переноса представляется в виде четырех функций от длины волны (или от волнового числа (σ)). Эти функции являются компонентами вектора Стокса и полностью описывают контур линии и состояние поляризации на каждой частоте. Только одна из компонент вектора Стокса описывает контур интенсивности линии $I(\sigma)$, которая может быть непосредственно принята фотоприемником. Остальные три функции отражают геометрические и корреляционные связи между компонентами светового вектора [5] и могут быть выявлены только в результате применения анализирующей поляризационной оптики.

Действие модулятора поляризации заключается в преобразовании светового вектора так, чтобы на выходе интенсивность выражалась через входные параметры Стокса, модулированные по амплитуде во времени.

Рассмотренный выше модулятор имеет на выходе спектральную интенсивность $B(\sigma)$, зависящую от входных параметров I и V при $U = 0$:

$$B(\sigma) = \frac{1}{2} [I(\sigma) + V(\sigma) q(t)], \quad (1)$$

где $q(t)$ — временная периодическая функция формы «меандр», принимающая значения ± 1 .

Световой сигнал спектрального состава $B(\sigma)$ может быть подан на прибор, измеряющий фазу интерференционной картины:

$$\psi(t) = \arctg \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) \sin 2\pi\sigma\Delta_0 d\sigma}{\int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) \cos 2\pi\sigma\Delta_0 d\sigma}, \quad (2)$$

Δ_0 — разность хода лучей в интерферометре.

Постоянная составляющая фазы $\psi(t)$ используется для измерения лучевых скоростей источника [1].

Амплитуда переменной составляющей несет в себе информацию о параметре, связанном с величиной и направлением магнитного поля, она определяется следующими выражениями:

$$\bar{\psi} = \psi_{q=1} - \psi_{q=-1}, \quad (3a)$$

$$\psi_q = \arctg \frac{\int_{-\infty}^{\infty} V(\sigma) q \sin 2\pi\sigma\Delta_0 d\sigma}{\int_{-\infty}^{\infty} [I(\sigma) + V(\sigma) q] \cos 2\pi\sigma\Delta_0 d\sigma}. \quad (3b)$$

Выражения (3) вместе с решениями уравнения переноса излучения описывают алгоритмы измерения магнитного поля в интерференционно-фазовом методе.

Для сравнения методов мы воспользовались алгоритмом измерения продольной компоненты магнитного поля, предложенным в [5]. В наших обозначениях он записывается следующим образом:

$$\delta_{\parallel} = \frac{\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} V(\sigma) d\sigma}{\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} [I_0 - I(\sigma)] d\sigma}, \quad (4)$$

где I_0 — интенсивность непрерывного спектра.

3. Расчет и предварительный анализ алгоритма

Алгоритмы (3) и (4) были численно рассчитаны на ЭВМ для линии, обладающей только доплеровским уширением. Результаты вычислений представлены на графиках (рис. 1, 2).

По оси абсцисс на всех графиках отложено смещение σ -компонент ($\Delta\sigma_H$), приведенное к доплеровской ширине линии ($\Delta\sigma_D$)

$$v_H = \Delta\sigma_H / \Delta\sigma_D,$$

где $\Delta\sigma_H = -\frac{1}{\lambda^2} \Delta\lambda_H = \mp 4,67 \cdot 10^{-13} gH$, $\Delta\lambda_H$ — смещение в длинах волн.

Расчеты произведены при следующих значениях констант: $\eta_0 = 2$ (см. рис. 1); $\eta_0 = 5$ (см. рис. 2); $\theta = 0$; $\beta = 2$; $\gamma = 15, 30, 45, 60, 75^\circ$; $\Delta_0 \Delta\sigma_D = 0,6$. Здесь η_0 — отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре, θ — позиционный угол на диске Солнца, β — коэффициент потемнения от центра диска к краю; γ — угол между направлением магнитного поля и лучом зрения.

В зависимости от величины сдвига σ -компонент по отношению к ширине спектральной линии будем говорить о слабых ($v_H < 0,5$), средних ($0,5 < v_H < 1,5$) и сильных ($v_H > 1,5$) магнитных полях.

Классический метод измерения магнитных полей может быть применен для измерения продольной компоненты H_{\parallel} в области слабых магнитных полей. Для средних магнитных полей (см. рис. 1,б; 2,б) наступает насыщение и при дальнейшем усилении полей уменьшение сигнала, вносящее неопределенность в интерпретацию показаний магнитометра. Поэтому для измерения средних и сильных магнитных полей классический метод неприменим.

Алгоритм интерференционно-фазового метода в области слабых магнитных полей дает результаты, качественно совпадающие с результатами классического метода.

Семейство кривых, приведенное на рис. 1,а и 2,а, отражает теоретическую зависимость сигнала на выходе интерференционного фазометра от модуля магнитного поля при различных значениях угла γ . При наблюдении полей, ориентированных по лучу зрения ($\gamma = 0^\circ$), сигнал интерференционного фазометра пропорционален v_H .

Существенное отличие от аналогичного семейства кривых, построенного для классического метода (см. рис. 1,б; 2,б), состоит в том, что отсутствует эффект насыщения сигнала. Более того, при переходе к измерению средних и сильных магнитных полей чувствительность нового метода к изменению угла γ уменьшается. Кривые стягиваются к линии $\gamma = 0^\circ$ и в точке v_{H0} пересекаются с последней. Это означает, что в некотором интервале значений магнитных полей выходной сигнал интерференционного фазометра пропорционален модулю магнитного поля.

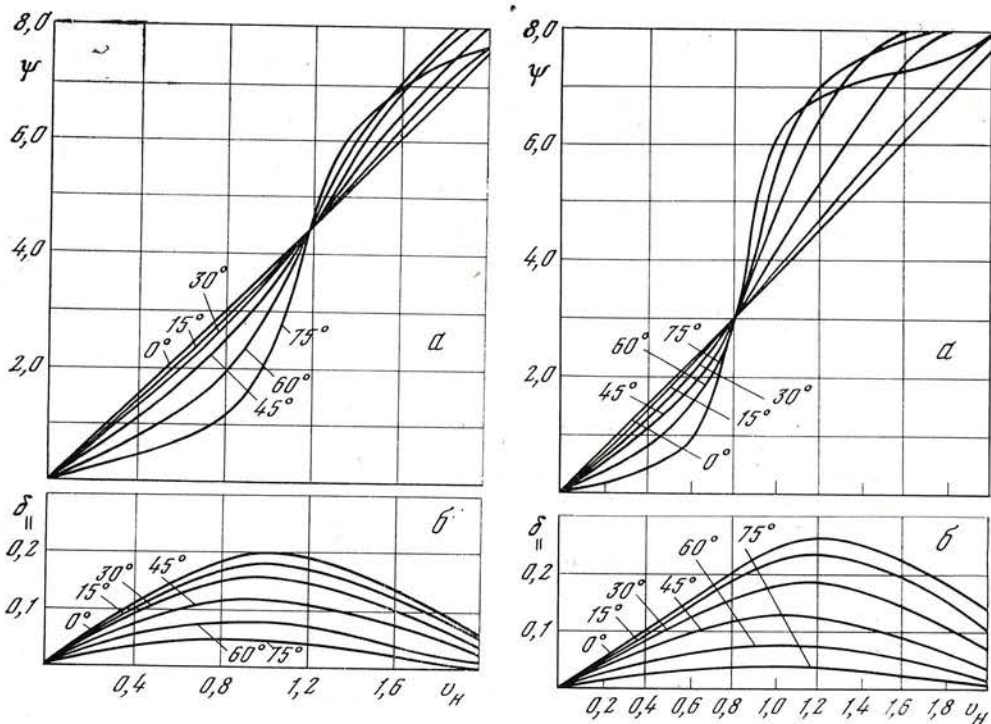


Рис. 1. Зависимость показаний интерференционно-фазового (а) и классического (б) магнитометров от модуля магнитного поля при разных углах наклона магнитного поля для $\eta_0 = 2$

Рис. 2. Зависимость показаний интерференционно-фазового (а) и классического (б) магнитометров от модуля магнитного поля при разных углах наклона магнитного поля для $\eta_0 = 5$

Различия алгоритмов могут быть использованы для получения дополнительной информации о магнитном поле при совместном применении обоих методов. Так, при измерении средних и сильных магнитных полей появляется возможность количественно оценить угол γ и модуль магнитного поля, хотя каждый в отдельности реализованный метод при рассматриваемом способе модуляции поляризации сделать этого не позволяет. Например, если в разных точках на диске Солнца были проведены замеры магнитного поля обоими методами и получены две пары значений ($\delta_{\parallel} = 1,1$; $\psi = 1,8$ и $\delta_{\parallel} = 1,1$; $\psi = 2,3$), кроме того, известно $\eta_0 = 5$, тогда из совместного анализа графиков рис. 2,а и рис. 2,б можно получить однозначные результаты: для первой точки $v_H = 0,5$ и $\gamma = 15^\circ$, для второй $v_H = 0,7$ и $\gamma = 45^\circ$.

Аналогичные примеры можно привести и для случая совместного использования графиков 1,а и 1,б.

Заключение

Интерференционно-фазовый метод в отличие от классического сохраняет чувствительность при измерении средних и сильных магнитных полей. Кроме того, совместно с традиционным новый метод дает возможность оценивать модуль и наклон магнитного поля.

В области слабых магнитных полей интерференционно-фазовый метод, как и классический метод, обеспечивает измерение продольной компоненты магнитного поля, однако его аппаратурная точность по результатам [2] выше, чем у классического. Это создает потенциальную возможность увеличения быстродействия приборов, регистрирующих H_{\parallel} .

Приведем ряд обстоятельств, которые могут быть положены в основу дальнейшего развития метода. Проведенное сравнение методов основывалось на модели гомогенного магнитного поля. Поскольку в настоящее время есть доказательства существования тонкой структуры магнитного поля ($0'',2$) [6, 7], дальнейшее рассмотрение желательно проводить с учетом негомогенной структуры магнитного поля в интервале углового разрешения телескопа.

Для более полного метрологического обоснования интерференционно-фазового метода желательно провести детальное сравнение методов. При составлении алгоритмов действия методов (3) и (4) учитывалось много параметров образования линии излучения ($\eta_0, \beta, \gamma, \theta, \Delta\sigma_d$), а также собственных параметров ($\Delta_0, \sigma_1, \sigma_2$).

Анализ результатов измерений в зависимости от указанных параметров позволит установить объективные ограничения при интерпретации результатов наблюдений.

В силу громоздкости описания методов анализ алгоритмов затруднен. По-видимому, наиболее рациональный путь анализа связан с применением ЭВМ.

Апрель 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. М. Горский, В. П. Лебедев. Тезисы докладов I Всесоюзной научно-технической конференции «Фотометрические измерения и их метрологическое обеспечение», 1974, с. 172.
2. С. М. Горский, В. П. Лебедев. Интерференционно-фазовый метод измерений лучевых скоростей. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 228.
3. W. Unno. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 3.
4. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 148.
5. У. Шерклифф. Поляризованный свет. Пер. с англ. М., «Мир», 1965.
6. Р. Н. Ихсанов, Ю. П. Платонов. Изв. ГАО, 1970, 185, 132.
7. J. O. Stenflo. IAU Sympos., 1971, 43, 101.
8. J. M. Beckers, E. H. Schröter. Solar Phys., 1968, 4, 142.
9. J. M. Beckers, E. H. Schröter. Solar Phys., 1968, 4, 303.
10. R. Dunn and J. B. Zirker. Maryland Meeting of the AAS, 1972, April.

Распределение энергии в спектрах 50 звезд. Б у р н а ш е в В. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 57.

Приводятся данные о распределении энергии в спектрах 50 звезд, полученные методом фундаментальной электроспектрофотометрии в диапазоне 3200—7550 Å с разрешением 30 Å. Проведено сравнение данного каталога с другими. Показана эффективность принятой методики для спектрофотометрических наблюдений и в условиях астроклимата среднего качества.

Табл. 4, ил. 4, библиогр. 16 назв.

О точности фундаментальной квазимонохроматической электрофотометрии звезд. Ж и л и н В. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 82.

Дана оценка точности определения внематричных значений блеска звезд в квазимонохроматической инструментальной системе с $\lambda_{\max} = 5550 \text{ Å}$ при использовании методики фундаментальной электрофотометрии. Условия наблюдений: астроклимат среднего качества — Крымская астрофизическая обсерватория; флуктуации экстинкции — с характерным временем $\sim 15\text{--}30 \text{ мин}$, с амплитудой $\sim 0^m,03$, их изменение в течение ночи до $0^m,2$; азимутальный эффект — в пределах точности измерений.

Показана возможность проведения достаточно точной фотометрии в этих условиях. При наблюдении экстинкционной звезды с интервалом $\sim 1^h-1^h30^m$ точность определения внематричных значений блеска звезд $\sim \pm 0^m,01$ по четырем наблюдениям.

Табл. 1, ил. 1, библиогр. 5 назв.

Глубины образования спектральных линий и метод кривых роста. Л ю б и м к о в Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 87.

Вычислена средняя оптическая глубина образования линии как функция эквивалентной ширины или отношения коэффициентов поглощения в центре линии и в непрерывном спектре. На основе полученных данных оценена внутренняя точность метода кривых роста. Показано, что предположение о постоянстве температуры в области формирования линий может приводить к тем большей ошибке в определяемом содержании химического элемента, чем позже спектральный класс звезды.

Табл. 2, ил. 6, библиогр. 12 назв.

Точечные источники гамма-квантов и характер распределения космических лучей по диску Галактики. С т е п а н я н А. А. Изв. Крымской астрофиз. obs., 57, 1977, 99.

Предлагается гипотеза о том, что часть ($\sim 40\%$) излучения гамма-квантов с энергией $> 10^8 \text{ эв}$ от области центра Галактики ($330^\circ \sim l_{II} < 40^\circ$) связана с точечными источниками. При этом допускается, что точечные источники гамма-квантов с энергией $> 10^8 \text{ эв}$ имеют такой же сложный характер переменности, какой наблюдается у источников с энергией $10^{11}\text{--}10^{13} \text{ эв}$.

Принятие этой гипотезы облегчает объяснение диффузного фона гамма-излучения Галактики, позволяет уменьшить общее количество газа в Галактике, необходимого для объяснения фона. В рамках гипотезы распределение электронной компоненты космических лучей в Галактике может быть согласовано с распределением ядерной компоненты, получаемым из данных о гамма-излучении. Показано, что расхождения между результатами наблюдений точечных источников по данным спутников и баллонов связаны с переменным характером излучения гамма-квантов.

Для обеспечения 40% всего гамма-излучения от центральной области Галактики радиусом 6 клс необходимо, чтобы в нем находилось несколько сот таких источников, как Крабовидная туманность, или несколько таких, как рентгеновский источник Суг X-3.

Библиогр. 38 назв.

Фотосферные движения газа в одиночном пятне. Г о п а с ю к С. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 107.

Предложен метод определения всех составляющих вектора скорости в цилиндрической системе координат по наблюдению поля лучевых скоростей. Этот метод был применен для изучения движений газа в одиночном пятне, проходившем через центральный меридиан 12.VII 1962 г. ($\varphi = 10^\circ N$). Данные наблюдений лучевых скоростей были получены с 9 по 17.VII по линии $\lambda 5250 \text{ Å Fe I}$ с помощью магнитографа Крымской астрофизической обсерватории.

На основании предложенного метода определены радиальная, азимутальная и вертикальная составляющие скорости и их изменения с радиусом пятна.

Когда пятно находилось у центра солнечного диска, радиальная составляющая, направленная по радиусу пятна от его центра, имела наибольшее значение около $5,5 \text{ км/сек}$ у внутренней границы полутени. С приближением пятна к краю солнечного диска величина радиальной скорости уменьшалась, а положение ее максимума смещалось к внешней границе полутени. На расстоянии 63° от центрального меридиана радиальная составляющая была всего лишь 1 км/сек и максимум ее находился у внешней границы полутени. На границе полутень — фотосфера радиальная составляющая была отлична от нуля.

Величина скорости вращения газа в пятне почти не менялась с перемещением пятна по диску Солнца. Средняя из максимальных величина скорости вращения газа по часовой стрелке составляла $\sim 1 \text{ км/сек}$ и в основном приходилась на границу тень — полутень. За пределами полутени, в фотосфере, азимутальная составляющая скорости отсутствовала. Наибольшие значения азимутальной и радиальной составляющих скорости были одинаковыми 16 и 17.VII, когда пятно имело долготу $\sim 48\text{--}63^\circ$.

Вертикальная составляющая скорости была направлена в глубь Солнца. Она четко выявлялась на угловом расстоянии пятна, не превышающем $\pm 20^\circ$. Наибольшая скорость опускания газа приходилась на центр ядра и имела $\sim 0,6 \text{ км/сек}$. Вертикальная составляющая практически исчезла на границе полутень — фотосфера.

Табл. 1, ил. 7, библиогр. 21 назв.

Магнитные поля и собственные движения солнечных пятен. II. Группа № 420, октябрь 1968 г. К а л м а н Б. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 122.

В сложной группе солнечных пятен № 420 с 20 по 27.X 1968 г. на основании карт продольной и поперечной составляющих магнитного поля, полученных в Крымской астрофизической обсерватории, и серии снимков Солнца, сделанных в Гелиофизической обсерватории в Дебрецене (Венгрия), было проведено сравнение движения ядер пятен со структурой магнитного поля. Собственные движения сравнивались и со вспышечной активностью в группе. Найдено, что пятна в головной и хвостовой частях группы двигались хаотично относительно поперечного магнитного поля, но в то же время в середине группы, около нулевой линии продольного поля, направление движений хорошо совпадало с направлением поперечного поля. Около нулевой линии и у пятен с быстрым движением наблюдался эффект «вытравливания» магнитного поля за движущимся пятном.

Самые мощные вспышки в группе наблюдались около пятна с самым быстрым движением. В некоторых случаях наблюдалось движение пятен в сторону вспышек.

Табл. 1, ил. 8, библиогр. 12 назв.

Об изменении магнитных полей в протуберанцах и вспышках фотографическим методом. К о в а л ь А. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 133.

Проведено исследование поляризационных спектрограмм в линии H_{α} нескольких активных протуберанцев и вспышек, полученных с пластинкой $\lambda/4$ и призмой Волластона на малом баббеном солнечном телескопе. Определенные напряженности магнитных полей для двух протуберанцев-выбросов (250—300 ec) находятся в пределах ошибок измерения или ненамного превосходят их. В двух узлах (из пяти исследованных) третьего протуберанца величина напряженности поля достигает 650—1000 ec . Для ряда узлов вспышек получены большие различия в контурах линий в спектрах противоположной поляризации. Обнаружено, что некоторые узлы вспышек состоят из структурных элементов, имеющих различную поляризацию. Измерена степень поляризации эмиссии в протуберанцах и вспышках, которая в ряде случаев оказалась существенной. Однако по данным наблюдениям трудно сделать определенное заключение о характере поляризации из-за воздействия на полученные результаты зеркал телескопа, проявляющегося в частичном преобразовании линейной поляризации в круговую и наоборот.

Табл. 3, ил. 15, библиогр. 14 назв.

Результаты программ магнитографической калибровки 1974 г. П ф л ю г К., К л ь в а н я М., С у д а Я. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 144.

Приводится калибровочное сравнение пары магнитограмм из Потсдама (линия 5253,47 \AA) и Онджеёва (линия 5250,22 \AA), полученных 17.VI 1974 г., и оценка повторяемости измерений потсдамского магнитографа на основании трех магнитограмм в линии 5253,47 \AA , полученных 30.VI 1974 г. На основании фотосферных снимков обсуждаются временные изменения в наблюдаемых активных областях. Для обработки материала использованы интегральный метод и метод «point by point» по Беккерсу.

Табл. 2, ил. 9, библиогр. 5 назв.

Радиозлучение мощной активной области на Солнце в июле 1974 г. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Б а ч у р и н А. Ф., Д в о р я н и н А. С., Е р ю ш е в Н. Н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 156.

Описываются результаты наблюдения локального радиоисточника на Солнце, связанного с группой пятен № 96 (McMath Region 13043) в период с 1 по 7.VII 1974 г. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. В этот период локальный источник был очень активен в рассматриваемом диапазоне волн. Максимум активности приходится на 4.VII 1974 г. Наблюдения проводились на РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

1,4 и 5.VII обнаруживаются изменения радиоизлучения локального источника со средним периодом 100 мин (долгопериодические изменения). За исключением 1.VII, во все рассматриваемые дни наблюдаются практически непрерывные флуктуации с относительно коротким периодом, которые накладываются на долгопериодические изменения. В период с 4 по 7.VII относительные изменения радиоизлучения возрастают с уменьшением длины волны в рассматриваемом диапазоне. Обнаружены непродолжительные слабые вспышки, во время которых значение плотности потока излучения в максимуме на волне 1,9 см превышает соответствующие значения на волнах 2,5 и 3,5 см; плотность потока увеличивалась с уменьшением длины волны.

Мощный радиовсплеск, связанный с протонной вспышкой 4.VII, в диапазоне волн 8,6 мм — 2,5 см имел U-образный спектр. Перед началом этого всплеска в течение 30 мин наблюдалось уменьшение интенсивности радиоизлучения на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Непосредственно перед всплеском, когда на волнах 3,5 и 2,5 см интенсивность радиоизлучения оставалась практически постоянной, на волне 1,9 см наблюдался дальнейший спад радиоизлучения.

Табл. 1, ил. 13, библиогр. 9 назв.

Дифракция и отражение радиоволн от лимба Луны во время солнечных затмений. А л ь в а р е с О., Ю р о в с к и й Ю. Ф. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 169.

Рассмотрены условия, при которых возможно возникновение дифракционной картины на волне 10 см во время солнечных затмений. На записях затмений 22.IX 1968 г. и 24.XII 1973 г. обнаружены участки, соответствующие виду теоретической дифракционной кривой. Отсюда делается вывод, что в указанное время на диске Солнца были источники с угловыми размерами порядка 2—3" и яркостной температурой около $5 \cdot 10^8$ °K.

Благодаря повышенной точности регистрации изменений плотности потока выявлены также аномалии на кривой затмения протяженных локальных источников. Показано, что появление максимума в конце открытия локального источника удовлетворительно объясняется рефракцией радиоволн в слое околосолнечной плазмы высотой порядка 12 км с максимальной концентрацией электронов в нижних слоях около 10^8 cm^{-3} .

Ил. 6, библиогр. 9 назв.

Некоторые характеристики радиоизлучения Юпитера в декаметровом диапазоне волн и их вариации со временем. Лев и ц к и й Л. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 177.

Рассмотрены следующие характеристики декаметрового радиоизлучения Юпитера (отдельно для шумовых бурь разной интенсивности и для каждой оппозиции Юпитера за период 1960—1971 гг., данные наблюдений в Боулдере в диапазоне частот 7—41 МГц); продолжительность шумовых бурь во времени, распределение по долготам Юпитера и в зависимости от положения спутника Ио, распределение по диапазону частот, «всплесковости» (L-всплески). Сделаны следующие выводы. 1. Вероятность (W) обнаружения декаметрового радиоизлучения от Юпитера не зависит от уровня солнечной активности. Относительная вероятность (W_3/W) появления шумовых бурь большой интенсивности синхронно меняется с индексами солнечной активности независимо от частоты, на которой ведутся наблюдения (в диапазоне 10—35 МГц). 2. Наблюдаемые длительность шумовых бурь, протяженность по диапазону частот, интенсивность и количество L-всплесков систематически возрастают с увеличением мощности шумовых бурь. 3. По-видимому, имеется тенденция к увеличению протяженности по долготам источников на Юпитере при перемещении наблюдателя от границы конуса излучения к его середине. 4. Эффект спутника Ио в декаметровом излучении Юпитера отчетливо выражен только для интенсивных шумовых бурь, а для слабых наблюдается лишь в годы, близкие к минимуму солнечной активности. 5. Процент шумовых бурь с большим числом L-всплесков синхронно меняется с индексом геомагнитной активности A_p .

Табл. 3, ил. 12, библиогр. 16 назв.

УДК 522.59

О методике поляризационных наблюдений радиоизлучения Солнца в диапазоне 1,9—3,5 см. Цветков Л. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 189.

Рассматриваются некоторые вопросы методики наблюдений поляризованной по кругу и линейно-поляризованной компонент в радиоизлучении Солнца. Приводятся результаты измерений диаграммы направленности РТ-22 с применяемым совмещенным облучателем. Подробно исследуются параметры эллиптически-поляризованного излучения калибровочных эталонов. Описывается аппаратура и методика калибровки поляриметра при регистрации линейно-поляризованной составляющей радиоизлучения. Приводятся записи паразитных сигналов при сканировании диска Солнца. Дается сравнительная оценка величины и характера паразитных сигналов для двух режимов работы поляриметра. Описывается методика компенсации паразитных сигналов, возникающих при фазово-модуляционном методе измерений поляризационных характеристик принимаемого радиоизлучения. Указывается на возможность увеличения числа длин волн при спектральных наблюдениях в сантиметровом диапазоне. Приводятся экспериментальные данные о точности поляризационных измерений.

Табл. 3, ил. 7, библиогр. 16 назв.

УДК 522.56

Применение ЭВМ для исключения влияния нестабильности радиометров на результаты измерений. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 199.

Описан метод регистрации данных радиоастрономических наблюдений, исключающий влияние изменений коэффициента усиления приемной аппаратуры на результаты измерений. В основу метода положена операция деления полезного сигнала на пилот-сигнал, выполняемая при помощи ЭВМ. Приведено описание алгоритма работы ЭВМ «Напри-К» при наблюдениях источников космического радиоизлучения в миллиметровом диапазоне радиоволн на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Ил. 4, библиогр. 11 назв.

УДК 522.56

Система регистрации и обработки радиоастрономической информации в реальном масштабе времени. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Стрелка И. Д. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 205.

Описана многоканальная система автоматической регистрации и обработки данных, разработанная на основе ЭВМ «Напри-К» в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Система позволяет производить регистрацию результатов текущих измерений на перфоленте, магнитной ленте, в графической и цифровой формах, предварительную обработку этих результатов в реальном времени, а также управлять режимами работы радиометров. Максимальная скорость ввода данных в ЭВМ составляет 300 отсчетов в секунду. Приводится функциональная схема системы и краткое описание возможностей программ предварительной обработки. Система используется при наблюдениях на 22-м радиотелескопе КАО АН СССР.

Ил. 3, библиогр. 6 назв.

УДК 523.841

Звездный магнитограф и поляриметр на счете фотонов для измерения циркулярной поляризации в узких и широких спектральных полосах. Букач А. В., Грандцкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кувшинов В. М. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 209.

Фотоэлектрическая регистрация циркулярной поляризации на основе метода счета фотонов реализована для звездного магнитографа и поляриметра, установленных соответственно в фокусах кудэ и Кассегрена 2,6-м рефлектора КАО. Использование прямоугольной модуляции напряжения, подаваемого на электрооптический модулятор, и дискриминация темновых шумов более чем в 2 раза улучшили отношение сигнал/шум по сравнению с методом синхронно-фазового детектирования. Точность регистрации сигнала в 1% для звезд $\sim 4-4^m$, достигается за время накопления сигнала $T_{\text{инт}} \approx 3 \text{ мин}$ в режиме измерения магнитного поля и для звезды $\sim 10^m$ за $T_{\text{инт}} \approx 1 \text{ сек}$ в режиме измерения поляризации. Применение шагового двигателя (ШД) вместо асинхронного в системе сканирования звездного магнитографа позволяет производить сканирование спектра с любым шагом $H = n \cdot \Delta S$ (А), где $\Delta S = 0,007 \text{ \AA}$ — величина единичного шага, n — их число, задаваемое программно с блока управления ШД.

Ил. 10, библиогр. 13 назв.

УДК 535.231.63; 546.42; 546.641

Черенковский источник как возможный стандарт излучения в вакуумной ультрафиолетовой области спектра. П р о к о ф ь е в В. К. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 221.

Проведен расчет распределения излучения по спектру для черенковского источника, состоящего из пластинки фтористого магния и радиоактивных изотопов $\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$. Дана зависимость числа фотонов N_λ , создаваемых одной β -частицей в 1 сек в спектральном интервале 1 Å, с учетом спектра β -частиц и их длин пробега. На основе литературных данных и некоторых измерений, проведенных в области короче 2000 Å, дана интерполяционная формула Гартмана для расчета показателя преломления n_0 , фтористого магния в интервале длин волн 5460—1200 Å

$$n_0 = 1,3657 + 54,27/(\lambda - 1050).$$

Табл. 3, ил. 2, библиогр. 21 назв.

УДК 521.114

Интерференционно-фазовый метод измерения лучевых скоростей в атмосфере Солнца. Г о р с к и й С. М., Л е б е д е в В. П. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 228.

Предлагаемый интерференционно-фазовый метод исследования лучевых скоростей основан на измерении фазы интерференционной картины двухлучевого интерферометра Майкельсона при фиксированной разности хода Δ_0 . Метод принципиально отличается от классического и открывает новые возможности в исследованиях явлений, происходящих на Солнце.

Доказывается фундаментальное для данного метода свойство пропорциональности изменения фазы смещению «центра тяжести» спектральной линии. Оценка метода по критерию сигнал/шум указывает на возможный пятикратный выигрыш в точности измерений.

Ил. 1, библиогр. 18 назв.

УДК 523.745

Интерференционно-фазовый метод измерения магнитных полей в атмосфере Солнца. Г о р б а ч е в а И. В., Г о р с к и й С. М., Л е б е д е в В. П., Л ю б и м ц е в В. И. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, 237.

Описывается интерференционно-фазовый метод измерения магнитных полей, заключающийся в следующем: осуществляется модуляция круговой поляризации света в области исследуемой спектральной линии; световой сигнал проходит оптический фильтр, ширина пропускания которого больше ширины линии, и подается в двухлучевой интерферометр Майкельсона; измеряется амплитуда колебаний фазы интерференционной картины, взятой на фиксированной разности хода лучей в интерферометре.

Метод аналогичен традиционному при измерениях H_{\parallel} в области слабых магнитных полей, однако его аппаратная точность выше. В области средних и сильных магнитных полей в интерференционно-фазовом методе отсутствует эффект насыщения. Показано, что, используя оба метода одновременно, можно оценить модуль и угол наклона магнитного поля в области средних и сильных полей.

Ил. 2, библиогр. 10 назв.

Известия ордена Трудового Красного Знамени Крымской астрофизической обсерватории

Том 57

*Утверждено к печати ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерваторией Академии наук СССР*

Редактор Ю. И. Ефремов. Редактор издательства Э. С. Павлюкова
Художественный редактор Н. Н. Власик. Технический редактор Л. Н. Золотухина
Корректоры Н. С. Биргер, Л. В. Писман

Сдано в набор 22/XI 1976 г. Подписано к печати 29/III 1977 г. Формат 70×108^{1/16}.
Бумага типографская № 1. Усл. печ. л. 21,96. Уч.-изд. л. 22,4. Тираж 1300. Т-00833.
Тип. зак. 1488. Цена 2 р. 30 к.

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

Исправления и опечатки
к «Известиям Крымской астрофизической обсерватории, т. 56»

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
9	8 стр.	$\sum_{i=1}^{12}$	$\sum_{i=12}^{\infty}$
20	9 стр.	20-см	122-см
51	12 св.	<i>Linman T. D.</i>	<i>Kinman T. D.</i>
110	14 стр.	10000 Å	1000 Å
110	17 стр.	5000 Å	500 Å
115	Табл. 3, 4-я колонка, 2 св.	8,76	8,47
125	Таблица, 5-я колонка, 8 св.	— 1,8	— 0,8
125	Таблица, 8-я колонка, 9 св.	2,0	3,0

Исправления
к «Известиям Крымской астрофизической обсерватории, т. 54»

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
36	Табл. 1, 7-я колонка, 6 св.	ξ Pup	ζ Pup
39	14 — 15 св.	$3,36 \times 10^{-12}$	$3,36 \times 10^{-9}$