АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXXVI

Ответственный редактор
академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ

МОСКВА · «НАУКА» · 1987

УДК 523

Известия ордена Трудового Красного Знамени Крымской астрофизической обсерватории: [Сб. статей].—М.: Наука, 1987, т. 76.

В 76-й том включены статьи, содержащие результаты исследований звездных атмосфер и различных проявлений переменности звезд, галактик и квазаров; изучения линии гелия λ10830 Å в спектре Солнца как звезды, лучевых скоростей и магнитных полей в атмосфере Солнца; расчеты тепловых волн в солнечной короне; описание сканирующего спектрометра на базе диссектора и расчеты линзовых объективов.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

Редакционная коллегия:

академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (председатель),
член-кор. АН СССР А. А. БОЯРЧУК (заместитель председателя),
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),
канд. физ.-мат. наук П. П. ДОБРОНРАВИН,
канд. физ.-мат. наук И. Г. МОИСЕЕВ,
член-кор. 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

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук А. А. СТЕПАНЯН,
канд. физ.-мат. наук Н. М. ШАХОВСКОЙ

И $\frac{1705000000-031}{042(02)-87}$ без объявления

© Издательство «Наука», 1987 г.

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 LXXVI, 1987 г.

УДК 524.3

АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА δ Sct. VI. АНАЛИЗ СПЕКТРА ЗВЕЗДЫ HD 127986

Т. М. Рачковская

По спектрограммам с дисперсией 8 и 12 Å/мм методом моделей атмосфер исследована пульсирующая звезда HD 127986. Найдены значения эффективной температуры $T_{эф} = 6150 \pm 200$ К, ускорения силы тяжести $\lg g = 3{,}3 \pm 0{,}2$ и микротурбулентной скорости $\xi_t = 3{,}8 \pm 0{,}5$ км/с. Определено содержание 20 элементов в атмосфере звезды (табл. 5). Химический состав HD 127986 в общем отличается от солнечного и подобен по содержанию элементов составу атмосфер ранее исследованных пульсирующих звезд δ Del, 44 Tau и V 644 Her [1, 2]. Путем сравнения $T_{эф}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных расчетов найдены масса, радиус, светимость и возраст HD 127986.

ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. VI. THE ANALYSIS OF HD 127986 SPECTRUM, by *T. M. Rachkovskaya*.— Using the spectrograms with dispersion 8 and 12 Å/mm a model atmosphere analysis of the pulsating star HD 127986 has been carried out. The values of effective temperature $T_{ef} = 6150 \pm 200$ K, surface gravity $\log g = 3{,}3 \pm 0{,}2$ and microturbulent velocity $\xi_t = 3{,}8 \pm 0{,}5$ km/s were determined. The abundance of 20 elements in the atmosphere of HD 127986 were determined. Chemical composition HD 127986 differs from the solar one, and is the same as for the pulsating variables δ Del, 44 Tau and V644 Her investigated earlier [1, 2]. Having compared the estimated values of T_{ef} and logg with evolutionary calculations we found the mass, the radius, the luminosity and the age of HD 127986.

1. Введение

Результаты исследования методом моделей атмосфер шести пульсирующих переменных типа δ Sct (20 CVn, δ Del, V 644 Her, 44 Tau, 28 And и самой δ Sct) изложены нами ранее [1—5]. Основной вывод сводится к тому, что изученные звезды имеют аномальный химический состав и характер аномалий для разных звезд оказался несколько различным.

Здесь будут изложены результаты исследования еще одной звезды типа δ Sct — HD 127986. Некоторые данные об этой звезде приведены в табл. 1: скорость вращения согласно [6], амплитуда изменения блеска и период пульсаций согласно [7]. Особенностью HD 127986 среди изученных нами звезд является то, что она самая слабая по яркости и имеет наиболее низкую температуру.

Таблица 1

Некоторые данные о звезде HD 127986

HD	HR	$v \sin i$, км/с	$\overline{m}_V$	Δm_V	P
127986	5441	5	6,4	0,02	$0^d,14$

Нашей задачей является определение физических параметров и химического состава атмосферы HD 127986. В литературе нам не удалось отыскать информацию о спектральных исследованиях этой звезды.

2. Наблюдения. Эквивалентные ширины

Наблюдательный материал для HD 127986 был получен на спектрографе куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории на пластинках с эмульсиями 103 aO и 103 aD Kodak. Данные о спектрограммах приведены в табл. 2. Спектры были записаны на микрофотометре интенсивностей на базе микро-ЭВМ «Искра-1256».

Таблица 2

Данные о наблюдениях

Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å
08–09.05 1985 г.	5^h15^m	12	λ6000–4700
08–09.05	3^h00^m	12	6000–4700
09–10.05	8^h	8	4750–3800
10–11.05	8^h	8	4750–3800

При отождествлении линий мы пользовались таблицами Мур [8], атласом линий солнечного спектра [9] и списком линий для звезды 20 CVn [1]. Нам удалось отождествить более 700 линий в спектре HD 127986, однако подавляющее большинство из них наблюдается в блендах. Для дальнейшего анализа были выбраны лишь такие линии, для которых можно было надежно определить эквивалентную ширину, их оказалось около двухсот. В табл. 3 приведен список линий, по которым выполнено исследование звезды HD 127986, номер мультиплета, эквивалентные ширины, силы осцилляторов и содержание элементов. Силы осцилляторов использовались те же, что и в [1—3, 5].

Заметим также, что поскольку продолжительность фотографирования спектров (табл. 2) превышала длину периода пульсаций (табл. 1) звезды, то, естественно, полученная нами по спектрам информация характеризует некоторое среднее за период состояние HD 127986.

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

Как и в случаях [1—3, 5], анализ спектров HD 127986 был выполнен на основе моделей атмосфер Куруца [10]. Вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

Диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести $\lg g$ представлена на рис. 1. Для сравнения наблюденных и вычисленных характеристик были применены критерии: 1) профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий H_β, H_γ и H_δ; 2) фотометрический индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе *uvby* согласно [11] $[c_1] = c_1 - 0{,}2\,(b - y) = 0{,}415$; 3) ионизационное равновесие по линиям Fe I и Fe II (надежных линий других элементов в двух стадиях ионизации в достаточном количестве не оказалось). Теоретические данные о бальмеровских линиях и о показателях цвета в системе *uvby* взяты из [10].

Согласно рис. 1 окончательно для дальнейших исследований были приняты значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести $T_{эф} = 6150 \pm 200$ К, $\lg g = 3{,}3 \pm 0{,}2$.

Остановимся на определении скорости микротурбулентности ξ_t. Критерием для нахождения величины ξ_t является отсутствие систематического хода содержания элемента по линиям какого-либо иона с ростом эквивалентной ширины W_λ. При этом линии иона в спектре звезды должны быть достаточно многочисленными и должны иметь достаточно широкий интервал W_λ. В случае HD 127986 (как и ранее изученных нами звезд типа δ Sct) этим

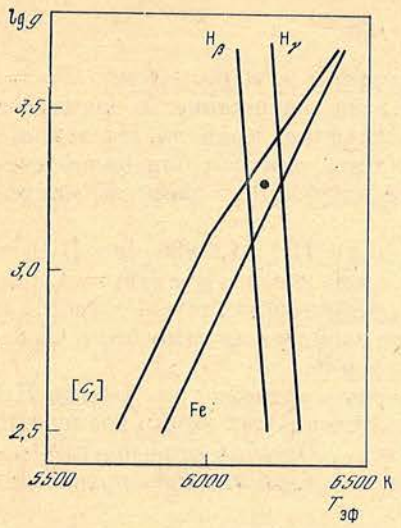
Таблица 3

Список исследованных линий

Элемент λ, Å	Мультиплет	lg gf	W_λ, мÅ	lg ε
NaI				
5688,20	6	−0,42	168	6,57
5682,63	6	−0,67	126	6,42
Mg I				
5711,10	8	−1,70	120	7,44
5528,42	9	−0,48	230	7,28
4702,99	11	−0,58	240:	7,56
Ca I				
5588,76	21	+0,14	205	6,35
5581,97	21	−0,54	152	6,47
4455,89	4	−0,51	158	6,02
4435,69	4	−0,50	158	5,99
4425,44	4	−0,38	147	5,74
4318,65	5	−0,21	182	6,03
4283,01	5	−0,22	154	5,73
Sc II				
5526,81	31	+0,22	158	2,80
5031,02	23	−0,34	140:	2,79
4431,37	14	−2,00	60	3,03
4400,36	14	−0,63	188	3,09
4374,46	14	−0,50	211	
4325,01	15	−0,50	251	
4294,77	15	−1,40	106	2,89
Ti I				
4999,51	38	+0,25	104	4,38
Ti II				
5418,99	69	−2,19	110	4,93
5211,54	103	−1,61	74	4,96
5185,90	86	−1,56	132	4,84
5154,06	70	−1,95	168	
4805,10	92	−1,10	168:	
4563,76	50	−0,90	185	
4544,01	60	−2,61	88	4,91
4501,27	31	−0,90	214	
4493,53	18	−2,64	68	4,58
4468,49	31	−0,77	244	
4450,49	19	−1,59	214	
4443,80	19	−0,81	184	
4421,95	93	−1,80	93	4,90
4417,72	40	−1,38	160	
4411,08	115	−1,07	98	5,18
4395,85	61	−1,50	142	4,37
4395,03	19	−0,65	332	
4394,06	51	−1,79	132	4,53
4386,86	104	−0,79	153	5,04
4330,71	41	−2,29	135:	5,02
4316,81	94	−1,83	92	4,93
4312,86	41	−1,28	233	
4301,93	41	−1,41	236	
V I				
4379,24	22	+0,43	90	3,60
V II				
4183,44	37	−1,14	108:	4,31
Cr I				
5348,32	18	−1,29	142	5,60
5296,69	18	−1,33	138	5,61
4616,14	21	−1,05	110	5,11
4591,39	21	−1,45	102	5,41
4545,96	10	−1,23	112	5,27
Cr II				
5508,60	50	−2,31	68	6,14
5334,88	43	−1,59	64	5,29
5313,59	43	−1,38	112	5,58
5310,70	43	−2,16	65:	5,88
5308,44	43	−1,74	54	5,33
5305,85	24	−2,04	70	5,60
5237,34	43	−1,08	156	5,76
4618,83	44	−0,96	134	5,45
4558,66	44	−0,49	150	5,20
Mn I				
4436,35	22	−0,59	72	5,46
4235,29	23	−0,08	152	
4082,94	5	−0,42	103	4,96
4055,54	5	−0,19	122	4,92
4041,36	5	+0,17	176	5,25
Fe I				
5624,55	686	−0,95	166	
5615,65	686	−0,24	290	
5602,96	686	−0,12	296	
5586,76	686	−0,31	232	
5576,10	686	−1,01	158	
5569,62	686	−0,67	180	
5506,78	15	−2,80	206	
5501,48	136	−3,02	183	
5497,52	15	−2,85	188	
5446,92	15	−1,95	363	
5434,53	15	−2,12	235	
5429,70	15	−1,88	364	
5415,20	1165	+0,36	186	
5383,37	1146	+0,42	222	
5371,49	15	−1,64	292	
5369,96	1146	+0,25	198	
5339,94	553	−0,79	176	
5307,36	36	−2,99	135	
5283,60	553	−0,66	244	7,53
5270,36	37	−1,54	262	
5269,54	15	−1,32	298	
5266,56	383	−0,59	228	
5229,86	553	−1,10	162	
5216,28	36	−2,15	184	
5198,71	66	−2,14	118	
5192,35	383	−0,56	239	7,04
5191,46	383	−0,70	216	
5171,60	36	−1,79	196	

Таблица 3 (окончание)

Элемент λ, Å	Мультиплет	lg gf	W_λ, мÅ	lg ε
5150,84	16	−3,13	150	7,27
5110,41	1	−3,76	154	7,02
5068,77	383	−1,22	158	
5049,82	114	−1,46	155	
4966,10	687	−0,94	150	7,33
4919,00	318	−0,47	189	
4890,76	318	−0,53	188	
4704,96	821	−1,56	50	7,23
4643,47	820	−1,40	91:	7,56
4638,02	822	−1,18	111	7,42
4637,51	554	−1,44	102	7,28
4632,92	39	−2,91	135	7,54
4619,29	821	−1,19	109	7,40
4602,94	39	−2,22	140	6,79
4528,60	68	−0,82	264	
4494,57	68	−1,14	206	
4476,02	350	−0,69	188	
4466,55	350	−0,70	198	
4459,12	68	−1,28	221	
4442,34	68	−1,26	170	
4430,62	68	−1,66	166	
4408,42	68	−1,74	220	
4404,72	41	−0,14	388	
4389,25	2	−4,58	76	7,18
4285,45	597	−1,26	144	7,58
4282,41	71	−0,82	162	
4271,16	152	−0,35	258	
4267,83	482	−1,19	158	
4266,97	273	−1,76	113	7,24
4264,21	692	−1,59	100	7,52
4250,79	42	−0,73	244	
4247,43	693	−0,35	180	
4246,09	906	−1,18	119	
4245,26	352	−1,24	168	7,58
4235,94	152	−0,34	284	
4233,61	152	−0,60	172	
4227,43	693	+0,18	276	
4224,18	689	−0,54	168	
4222,22	152	−0,97	174	
4219,36	800	−0,03	183	
4213,65	355	−1,33	129	7,12
4210,35	152	−0,95	182	
4206,70	3	−3,90	162	
4202,03	42	−0,71	276	
4199,10	552	+0,08	187	
4196,22	693	−0,87	154	
4191,44	152	−0,70	237	
4189,56	940	−1,42	65	7,29
4187,80	152	−0,55	245	
4181,76	354	−0,31	300	
4176,57	689	−0,76	145	7,24
4175,64	354	−0,75	152	
4174,92	19	−2,97	174	
4157,79	695	−0,60	118	6,77
4079,84	359	−1,36	124	7,11
4078,36	217	−1,56	166	
4073,76	558	−0,98	103	6,87
4062,44	359	−0,84	148	6,88
4016,43	560	−1,67	82	7,37
Fe II				
5534,86	55	−3,05	120	7,35
5325,56	49	−3,43	108	7,60
5264,80	48	−3,00	128	7,39
5234,62	49	−2,41	196	
5197,57	49	−2,50	191	
4629,34	37	−2,44	155	
4620,51	38	−3,31	101:	7,09
4583,83	38	−1,95	216	
4576,33	38	−3,00	316	7,16
4520,22	37	−2,63	167	
4515,34	37	−2,58	163	
4491,40	37	−2,80	137	6,98
4489,18	37	−3,00	140:	7,20
4416,82	37	−2,66	146	6,91
4273,32	27	−3,38	150	7,50
4128,74	27	−3,54	98	7,22
Co I				
4121,33	28	−0,19	128	4,04
4020,91	16	−2,04	50	4,61
3995,31	31	−0,16	168	4,55
Ni I				
5155,77	210	−0,13	108	6,19
5115,40	177	−0,43	60	5,97
5081,11	194	+0,08	124	6,13
4980,16	112	−0,36	108	6,19
4605,00	98	−0,03	98	5,66
Zn I				
4810,54	2	−0,13	85	3,87
4722,16	2	−0,38	54	3,78
Y II				
5087,42	20	−0,15	80	1,65
Zr II				
4496,97	40	−1,41	146	3,75
4211,88	15	−1,49	96	3,16
4029,68	41	−1,00	106	2,97
3991,14	30	−0,66	136	3,02
Ba II				
5853,68	2	−1,16	132	2,08
La II				
4333,78	24	−0,08	103	1,30
4123,23	41	+0,06	112	1,40
Ce II				
4486,91	57	−0,38	46	2,07
4186,60	1	+0,82	103	2,06
Nd II				
4061,09	10	+0,44	56	1,20
Eu II				
4129,74	1	+0,39	103	0,43
Gd II				
4251,73	15	+0,07	34	1,00
4037,33	49	+0,25	29	1,03



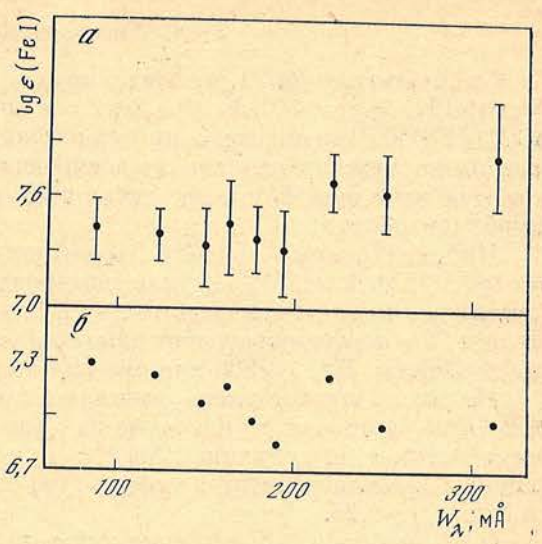


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести у HD 127986

Точка соответствует принятой модели атмосферы

Рис. 2. Среднее содержание железа и среднеквадратичная ошибка для групп линий Fe I в зависимости от эквивалентной ширины W_λ для микротурбулентной скорости $\xi_t = 3{,}8$ км/с для двух значений $a\gamma$: $a = 1$ (*а*) и $a = 10$ (*б*)

условиям удовлетворяют прежде всего Fe I, Ti II и в меньшей степени Fe II. Эквивалентные ширины линий Fe I, Fe II и Ti II, выбранных для анализа, охватывают диапазон 50 мÅ $< W_\lambda <$ 380 мÅ , но W_λ большинства из них не превышают 200 мÅ (см. табл. 3).

Линии ионов Fe I, Fe II и Ti II в зависимости от эквивалентной ширины были разбиты на группы, и при двух значениях скорости микротурбулентности было вычислено содержание lg ε. На рис. 2 в качестве иллюстрации представлены результаты расчетов при $\xi_t = 3{,}8$ км/с для Fe I. Из рис. 2, *а* видно, что величина lg ε (Fe I) (при $a = 1$) в интервале эквивалентных ширин 80 мÅ $<$ $W_\lambda <$ 200 мÅ систематического хода с увеличением W_λ не показывает, тогда как для группы линий с $W_\lambda <$ 200 мÅ lg ε становится заметно выше. Согласно многочисленным работам (например, [12—14]) этот эффект, по-видимому, можно рассматривать как следствие повышенной чувствительности сильных линий к ошибкам в используемом при расчетах значении постоянной затухания γ. Подтверждением этого является рис. 2, *б*, где представлены результаты вычисления lg ε (Fe I) для случая, когда значение γ нами было формально увеличено в 10 раз ($a = 10$). Из рис. 2 следует, что расхождение в значениях lg ε (Fe I) по слабым и сильным линиям, вероятно, можно объяснить ошибками определения этих величин. Поэтому, исходя из сказанного, окончательные вычисления скорости микротурбулентности были выполнены лишь по линиям, W_λ которых не превышают 200 мÅ, как менее чувствительным к затуханию. В табл. 4 собраны значения ξ_t по ионам Fe I, Fe II, Ti II для HD 127986. С учетом весов была получена средняя величина $\xi_t = 3{,}8 \pm 0{,}5$ км/с.

Таблица 4

Определение скорости микротурбулентности

Ион	Число линий	ξ_t, км/с
Fe I	60	3,7
Fe II	15	4,2
Ti II	17	3,9
		3,8 – принятое значение

4. Химический состав

Окончательно была принята модель атмосферы с параметрами $T_{эф} = 6150$ К, $\lg g = 3{,}3$, $\xi_t = 3{,}8$ км/с и определено содержание 20 элементов в HD 127986. При определении химического состава, как правило, мы использовали по возможности слабые и умеренные линии, так как они менее чувствительны к ошибкам в значениях постоянной затухания и скорости микротурбулентности.

Индивидуальные оценки содержания для HD 127986 $\lg \varepsilon(\mathrm{El}) = \lg [N(\mathrm{El})/N(\mathrm{H})] + 12$ (для водорода в этой шкале $\lg \varepsilon(\mathrm{H}) = 12$) по отдельным линиям приведены в табл. 3, а их средние значения — в табл. 5. В табл. 5 в последнем столбце дано содержание элементов в атмосфере Солнца в общей с HD 127986 системе сил осцилляторов.

На рис. 3 представлена разница в химическом содержании между HD 127986 и Солнцем и то же самое для ранее исследованных нами переменных типа δ Sct, т. е. величина $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon_* - \lg \varepsilon_\odot$. Ошибка определения величины $\lg \varepsilon$ для элементов с достаточно большим числом линий не превышает $\Delta \lg \varepsilon \leqslant \pm 0{,}25$.

В [5] мы отмечали, что шесть изученных нами переменных типа δ Sct по характеру аномалий содержания можно разделить на три группы (см. рис. 3). К первой группе мы отнесли 20 CVn, которая занимает особое место среди изученных звезд. У 20 CVn оказалось повышенным содержание всех наблюденных нами элементов — элементов группы железа от трех до шести раз, редких земель до 30 раз. Вторую группу образуют δ Del, 44 Tau и V644 Her, у которых химический состав в целом отличается от солнечного и аналогичен классическим Am-звездам — понижено содержание относительно легких

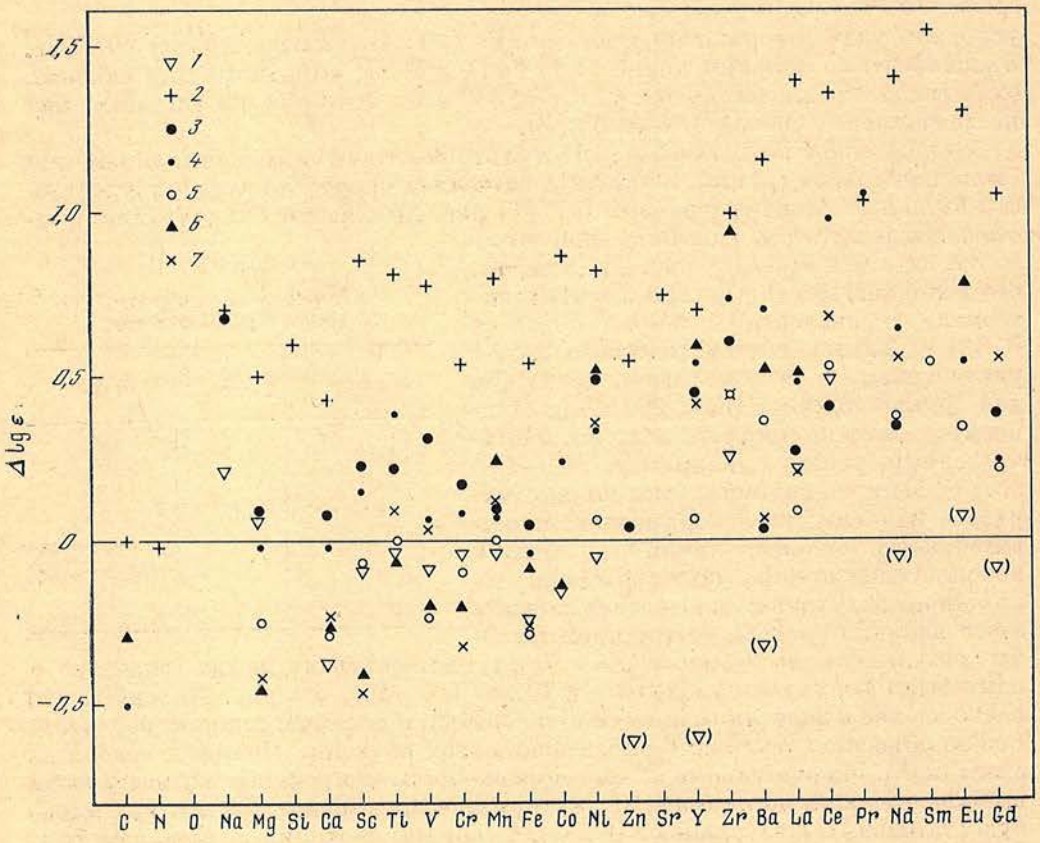


Рис. 3. Сравнение содержания элементов в атмосфере HD 127986 и шести ранее [1—3; 5] исследованных переменных звезд типа δ Sct с их содержанием в атмосфере Солнца

1 — HD 127986, *2* — 20 CVn, *3* — δ Sct, *4* — 28 And, *5* — 44 Tau, *6* — δDel, *7* — V 644 Her

Таблица 5

Химический состав атмосферы HD 127986

Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{HD\,127986}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{HD\,127986}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{HD\,127986}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$
Na I	2	6,49	6,28	Cr I	5	5.40	5,61	Y II	1	(1,65)	2,24
Mg I	3	7,43	7,36	Cr II	8	5,58	5,50	Zr II	4	3,22	2,96
Ca I	6	6,04	6.36	Mn I	4	5.30	5,35	Ba II	1	(2,08)	2,40
Sc II	4	2.92	3.00	Fe I	24	7,32	7,55	La II	2	1,35	1,13
Ti I	1	4,38	4,86	Fe II	9	7,28	7,56	Ce II	2	2,07	1,59
Ti II	11	4,85	4,82	Co I	3	4,40	4,55	Nd II	1	(1,20)	1,26
V I	1	3,60	4,04	Ni I	5	6,03	6,08	Eu II	1	(0,43)	0,35
V II	1	4,31	4,21	Zn I	2	(3,82)	4,42	Gd II	2	(1,02)	1,12

элементов и увеличено содержание элементов тяжелее стронция. Третья группа (28 And и сама δ Sct) показывает содержание элементов группы железа, близкое к солнечному, а lg ε тяжелых элементов в избытке.

HD 127986, как следует из рис. 3, вероятно, можно отнести ко второй группе, но хотелось бы отметить следующее. HD 127986 показывает пониженное по сравнению с Солнцем и самое низкое по сравнению с другими исследованными нами пульсирующими звездами содержание кальция $\Delta \lg \varepsilon\,(\mathrm{Ca}) = -0{,}32$. Содержание железа в HD 127986 оказалось близким к 44 Tau и V644 Her, но несколько ниже солнечного $\Delta \lg \varepsilon\,(\mathrm{Fe}) = -0{,}25$, что кажется необычным для Am-звезд. Исследованные аналогичной методикой три Am-звезды [15] показывают небольшой избыток железа $\Delta \lg \varepsilon\,(\mathrm{Fe}) = 0{,}0 \div 0{,}3$. Содержание натрия, по-видимому, выше солнечного. Некоторые из более тяжелых элементов — церий и в меньшей степени цирконий и лантан — показывают избыток содержания. Содержание элементов, которые заключены в скобки на рис. 3 (цинк, иттрий, барий, неодим, европий и гадолиний), определено неуверенно, и, чтобы делать какие-либо определенные выводы, необходимы наблюдения спектров HD 127986 с лучшей дисперсией.

5. Сравнение с эволюционными расчетами

Найденные значения $T_{эф}$ и $\lg g$ мы сопоставили с результатами эволюционных вычислений Менгела и др. [16], выполненных при первоначальном содержании гелия $Y = 0{,}265$ и металлов $Z = 0{,}025$, как и для Солнца. Для HD 127986 получены следующие значения массы M, радиуса R, светимости L и возраста t:

$$M/M_{\odot} = 2{,}1 \pm 0{,}60,$$

$$\lg (R/R_{\odot}) = 0{,}73 \pm 0{,}14 \quad (R = 5R_{\odot}),$$

$$\lg (L/L_{\odot}) = 1{,}58 \pm 0{,}38 \quad (L = 38L_{\odot}),$$

$$t = (820 \pm 150)\cdot 10^{6}.$$

Точность полученных значений эволюционных параметров невысокая, однако можно сделать вывод, что HD 127986, как и остальные исследованные звезды, прошла эволюционную фазу горения водорода в ядре и находится на пути к стадии красных гигантов.

6. Основные выводы

1. По четырем спектрограммам с дисперсией 8 и 12 Å/мм измерены и исследованы на основании моделей атмосфер Куруца [10] эквивалентные ширины линий W_{λ} в спектре пульсирующей звезды HD 127986.

2. Определены значения эффективной температуры $T_{эф} = 6150$ К, $\lg g = 3{,}3$ и скорости микротурбулентности $\xi_t = 3{,}8$ км/с.

3. Вычислено содержание 20 элементов в атмосфере HD 127986. Обнаружен избыток натрия, циркония, лантана и церия, а также дефицит кальция.

4. Сравнением с эволюционными расчетами определены масса, радиус, светимость и возраст HD 127986. Звезда уже прошла стадию горения водорода в ядре и находится в стадии перехода в область красных гигантов.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за советы при обсуждении результатов и Е. И. Жигалкиной за помощь в обработке материала наблюдений.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Любимков Л. С., Рачковская Т. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 127.
2. *Любимков Л. С., Рачковская Т. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72, с. 89.
3. *Любимков Л. С., Рачковская Т. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 73, с. 82.
4. *Любимков Л. С., Рачковская Т. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 14.
5. *Рачковская Т. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 75.
6. *Uesugi A., Fukuda J.* Revised catalogue of stellar rotational velocities. Department of Astronomy, Kyoto Univ. Kyoto, Japan, 1982.
7. *Холопов П. Н., Самусь Н. Н., Горанский В.П.* и др.Общий каталог переменных звезд. 4-е изд., доп. М.: Наука, 1986.
8. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest.— Contrib. Princeton Univ. obs., 1945, N 20, p. 1—96.
9. *Moore Ch. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.* The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å.— Nat. Bureau of Standards, Monograph, 61, 1966.
10. *Kurucz R. L.*— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1—340.
11. *Hauck B., Mermilliod M.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 40, p. 1—32.
12. *Ishikawa M.*— Publ. Astron. Soc. Japan, 1975, vol. 27, p. 1.
13. *Боярчук А. А., Любимков Л. С.*— Астрофизика, 1982, т. 18, вып. 3, с. 375—385.
14. *Любимков Л. С., Саванов И. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68, с. 121.
15. *Любимков Л. С., Саванов И. С.*— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 505—511.
16. *Mengel J. G., Sweigart A. V., Demargue P., Gross P. G.*— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 733—791.

УДК 524.33+523.9

ПЕРИОД КОЛЕБАНИЙ ЗВЕЗД ТИПА ДЕЛЬТА ЩИТА, БЛИЗКИЙ К 160 МИНУТАМ

В. А. Котов

Для распределения периодов осцилляций 217 звезд типа δ Щита вычислен так называемый «спектр резонансности» (или «спектр соизмеримости»). Максимальный пик спектра соответствует периоду 162,2 ± 2,8 мин, который в пределах ошибки оказался совпадающим с известным периодом глобальных колебаний Солнца 160 мин. Этот результат говорит в пользу механизма нелинейного резонансного взаимодействия нескольких мод звездных осцилляций, причем наиболее характерный (резонансный) период ≈ 160 мин.

THE OSCILLATION PERIOD OF DELTA SCUTI STARS CLOSE TO 160 MINUTES, by *V. A. Kotov.*— The so-called «resonance power spectrum» (or «commensurability spectrum») computed for 217 δ Sct stars shows that the dominant (the most commensurate) period for the total set of oscillation periods of these stars equals to 162.2 ± 2.8 min. This value coincides fairly well, within the limits of error, with the famous 160-min period of global oscillations of the Sun. The finding appears to favour the nonlinear mechanism of resonant interaction between different modes of stellar oscillations, with the 160-min period being the most characteristic (resonant) one.

Одним из наиболее интересных и интригующих событий в физике Солнца в последнее десятилетие было открытие пульсации Солнца с периодом

$P_0 \approx 160^m$ [1, 2]. В настоящее время солнечная природа этого периода общепризнана (см., например, [3, 4]), однако имеются сильные расхождения между разными авторами в теоретической интерпретации явления [5, 6]. Наиболее приемлемое объяснение осцилляции состоит в механизме резонансного взаимодействия нескольких g-мод (и их комбинаций) модели Солнца с корректированным содержанием тяжелых элементов [7].

Обе группы авторов [1, 2] указали на то обстоятельство, что найденный период близок к периоду радиальных пульсаций однородной сферы, определяемому известной формулой Риттера (см., например, [8]):

$$P = 2\pi/[(3\gamma - 4)\, GM/R^3]^{1/2} \qquad (1)$$

(здесь γ — один из адиабатических показателей, G — гравитационная постоянная, M — масса звезды, R — ее радиус), которая для $R = R_\odot$, $M = M_\odot$ и $\gamma = 5/3$ дает $P = 167^m$. (Предположение о возможной радиальной моде пульсации Солнца с периодом 160^m, однако, было сразу отвергнуто, поскольку оно требовало слишком радикальных изменений модели Солнца; кроме того, однородная модель неустойчива по отношению к конвективному перемешиванию; см. [5, 6, 9].) В свое время это стимулировало дискуссию о внутреннем строении Солнца и природе 160^m-колебаний.

Авторы [1] указали также на общность проблемы глобальных осцилляций Солнца и проблемы пульсаций звезд, в частности цефеид. Известно, что для большинства пульсирующих звезд имеет место так называемое соотношение «период — средняя плотность»

$$P\,(\rho/\rho_\odot)^{1/2} = Q, \qquad (2)$$

где ρ — средняя плотность звезды, $\rho_\odot$ — средняя плотность Солнца, Q — так называемая «пульсационная постоянная», значение которой в определенной степени зависит от внутреннего строения звезды и параметра γ. При $\gamma = 5/3$ для основной радиальной моды теоретические расчеты дают [8]

$$0{,}03 \leqslant Q \leqslant 0{,}12 \quad (\text{сут}), \qquad (3)$$

что хорошо согласуется с наблюдениями переменных звезд.

В объяснении 160^m-осцилляций Солнца до сих пор имеется ряд трудностей [3, 5, 6]. Получен также ряд фактов [12, 13], заставляющих рассматривать эту моду колебаний Солнца как отличающуюся от обычных, *нормальных* мод (g-мод); иными словами, считать ее «ненормальной» и, возможно, *вынужденной* (?) модой колебаний Солнца. Во всяком случае, правомерно поставить вопрос: какое место период P_0 (или узкая область периодов вблизи P_0) может занимать среди всей совокупности периодов пульсаций других звезд? В связи с этим представляет интерес статистически проанализировать периоды пульсаций тех звезд, которые более или менее близки к Солнцу, а именно: а) звезд, имеющих периоды пульсаций, более или менее совпадающие с диапазоном (3); б) звезд, обнаруживающих наименьшие амплитуды вариаций блеска (заметим, что в случае Солнца относительные колебания оптического потока излучения с периодом 160^m очень малы: согласно [10, 11] они составляют $\sim 10^{-5}$). К таким звездам относятся карликовые цефеиды, или звезды типа δ Sct.

1. Звезды типа δ Щита

Целесообразно привести некоторые общие сведения (обзоры см., например, в [14, 15]), особенно в связи с проблемой колебаний звезд типа δ Sct.

К этому классу звезд относятся малоамплитудные звезды населения I с массами около $2M_\odot$ — переменные классов A (поздний подкласс) и F с амплитудами вариаций, обычно не превышающими 0,1 зв. вел. (иногда до 0,3 зв. вел.). Периоды их пульсаций P в основном менее 0^d25; некоторые звезды с периодами в диапазоне 0,25—0^d30 иногда относят к звездам типа RR Lyr (переменные типа RR_c), особенно те, которые имеют большую амплитуду.

Звезды δ Sct представляют собой вторую по численности после пульсирующих белых карликов группу переменных объектов Галактики. Большин-

ство хорошо изученных звезд δ Sct обнаруживают стабильную периодичность, хотя и с сильно изменчивой амплитудой. Основную роль в поддержании пульсаций играют зоны ионизации водорода или гелия. Эти звезды испытывают пульсации и в радиальной ($l = 0$), и в нерадиальных ($l > 0$) модах. У некоторых звезд наблюдаются сразу несколько периодов, причем отношение периодов двух радиальных пульсаций, P_1/P_0, как правило, близко к 0,77 (отношение периода первого обертона к периоду фундаментальной моды радиальных пульсаций) и хорошо согласуется с теоретически рассчитанной величиной $\approx 0{,}76$.

Кривые блеска, как правило, значительно меняются от цикла к циклу, и до сих пор не решен окончательно вопрос для большинства звезд δ Sct, имеют ли вариации блеска строгую периодичность или они квазипериодичны. Сложный характер кривых блеска, по мнению некоторых авторов, связан с нелинейными эффектами в атмосферах, например из-за взаимодействия пульсации с конвекцией. Другие авторы полагают, что одновременно могут возбуждаться с близкими частотами как радиальные, так и нерадиальные моды. (Авторы [16], например, пришли к заключению, что основная вариация блеска звезды δ Sct связана с радиальной пульсацией, тогда как дополнительная может быть идентифицирована как осцилляция квадрупольного типа.) Это и может приводить к сложным кривым блеска (поэтому неудивительно, что иногда публикуются весьма противоречивые данные для одной и той же звезды, а однозначного объяснения изменениям периодов пока не дано).

По мнению Вольфа [15], во многих звездах, вероятно, одновременно возбуждаются несколько радиальных мод, нерадиальные же пульсации существуют часто, но не у каждой звезды. При этом радиальные и нерадиальные пульсационные моды могут сосуществовать, взаимодействуя между собой при наличии резонансного механизма. Существенной может быть также роль вращения.

Теперь, в частности, установлено, что мультипериодическая структура является более или менее общим свойством звезд δ Sct, однако неясно, насколько эта структура стабильна во времени.

Обмен энергией между различными модами, возникающий из-за нелинейного взаимодействия мод,— важный фактор, ограничивающий амплитуду вариаций. Действием этого механизма звезды δ Sct и вообще карлики могут существенно отличаться, по-видимому, от пульсирующих звезд — гигантов, где основная роль принадлежит другому, ограничивающему рост амплитуды механизму. Согласно Дзиембовскому [17] у звезд типа δ Sct и подобных им (в частности, у Солнца) могут реализоваться два типа взаимодействия нескольких мод: 1) прямой резонансный механизм, когда одна или две неустойчивые моды возбуждают резонансную моду более высокой частоты; 2) так называемый параметрический резонанс, при котором высокочастотная неустойчивая мода распадается на одну или две низкочастотные моды.

В [17] вообще высказана мысль, что различие в поведении пульсаций (в частности, амплитуд) между звездами-карликами и «пульсаторами»-гигантами состоит в различии эффектов, ограничивающих амплитуду. Для карликов эти эффекты заключаются во взаимодействии мод; оно же ответственно и за вариации амплитуды.

Согласно Вандакурову [18] распадные процессы, возникающие при нелинейном резонансном взаимодействии нескольких мод, существенны для широкого класса звезд, в частности для звезд типа β Цефея и для Солнца. В рамках нелинейного резонансного взаимодействия мод представляется возможным объяснить и 160^m-осцилляции Солнца [7, 18].

Было также показано [17], что параметрический резонанс вряд ли существен в классических цефеидах, поскольку распад на g-моды, сосредоточенные в оболочке звезды, затруднен из-за высокой скорости затухания последних, в то время как радиальные колебания препятствуют распаду g-мод, сконцентрированных во внутренних областях звезды. Для звезд главной последовательности и белых карликов, наоборот, параметрическая неустойчивость наиболее вероятна и должна играть важную роль в возникновении пульсационной неустойчивости конечной амплитуды.

В табл. 1 приведены собранные нами данные о периодах пульсаций 175

Таблица 1

Название звезды				P, сут
ОКПЗ (и др.)		HR	HD (BD)	
CC	And			0,123
GN		114	2 628	0,0696
BS	Aqr		223 338	0,1978
CY				0,061
DV		8024	199 603	0,125
EM		8006	199 124	0,068 0,095
EW		8102	201 707	0,097
FM		8676	215 874	0,087
V 1208	Aql	7331	181 333	0,150
RV	Ari			0,093
UU		729	15 550	0,080
UV		812	17 093	0,06 0,037
VV			11 285	0,076 0,063
VW			15 165	0,10
KW	Aur	1706	33 959	0,088
OX		2539	50 018	0,136
V 352		2557	50 420	0,17
V 356			37 819	0,189
CN	Boo	5343	124 953	0,04
CP		5441		0,125
YZ				0,104
$\varkappa^2$		5329	124 675	0,0668
X	Cae	1653	32 846	0,135
UY	Cam			0,267
Y				0,063
BN	Cnc		73 763	0,037
BQ			73 729	0,074
BR			73 175	0,038
BS			73 450	0,051
BT			73 575	0,106
BU KW 207			73 576 73 576	0,071 0,0583 0,0642 0,1175
BV				0,208
BW			73 798	0,072
BX			74 028	0,053
BY			74 050	0,058
CX		3329	71 496	0,096
VZ			73 857	0,178
AI	CVn	4715	107 904	0,139 0,209
AO 2O		5017	115 604	0,135 0,1218
AD	CMi		64 191	0,123
AZ		2989	62 437	0,095
V 383	Car		52 788	0,12
AB	Cas			0,058
V 521				0,160
V 526		238	4 818	0,053
β		21	432	0,1043
V 743	Cen		116 994	0,102

Таблица 1 (продолжение)

Название звезды				P, сут
ОКПЗ (и др.)		HR	HD (BD)	
DQ	Cep		199 908	0,0789
ε		8494	211 336	0,042
AV	Cet	401	8 511	0,070
RS	Cha	3524	75 747	0,080
BO	Cir		129 494	0,141
CM	Com		10 610	0,008
FM		4684	107 131	0,0552 0,0976 0,0666 0,0396
GM				0,208
UU		4766	108 945	0,028 0,021
V 668	CrA		170 625	0,088
γ	CrB	5849	140 436	0,030
SU	Crt		100 363	0,055
TU	Crv	4797		0,082
XX	Cyg			0,135
V 1264			184 905	0,052
V 1276		7501	186 357	0,088
V 1644		7736	192 640	0,031
V 1719			200 925	0,238
δ	Del	7928 *	197 461	0,158 0,134
CL	Dra	5960	143 466	0,063
CN		7563	187 764	0,100
DL		5492	129 798	0,082
DL	Eri	1611	32 045	0,273
S	Eri	1225	24 832	0,1558 0,1188
o^1		1298	26 574	0,0815
TY	For	733		0,050
OS	Gem			0,055
RS	Gru		206 379	0,147
DY	Her			0,142
V 620		6391	155 514	0,077
V 644		6290	152 830	0,1151
AI	Hya			0,138
HQ		3265	69 997	0,097 0,076
VX				0,223
DG	Leo	3889	85 040	0,0818
EH	Lib			0,088
SZ	Lyn		67 523	0,121
YZ	Men		31 908	0,108
ZZ	Mic		199 757	0,065
UX	Mon		65 607	0,04
21				0,109
V 474		2107	40 535	0,1361
V 571		2707	55 057	0,110
V 588			261 331	0,11
V 589			261 446	0,124
B	Oct	8294	206 553	0,063
BP		5491	129 723	0,08
		7228	177 482	0,100

Таблица 1 (продолжение)

Название звезды				P, сут
ОКПЗ (и др.)		HR	HD (BD)	
V 567	Oph			0,130
V 2112	Oph	6434	156 697	0,188
V 1004	Ori	2100	40 372	0,054
NZ	Pav	7524	186 786	0,080
V 342			196 517	0,034
ρ		7859	195 961	0,11
BP	Peg			0,110
DY			218 544	0,073
GX		8584	213 534	0,056
HT		9039	223 781	0,06
IX		8210	204 188	0,043
KN				0,232
τ		8880	220 061	0,055
V 376	Per	1170	23 728	0,0955
V 386		1223	24 809	0,054
V 459				0,038
V 461			20 919	0,035
V 465			21 553	{ 0,070 0,030
SX	Phe		223 065	0,055
ρ		242	4 919	0,110
SS	Psc			0,288
VX		432	9 100	0,131
VY		515	10 845	{ 0,163 0,219
XX		214	4 490	0,1040
ρ	Pup	3185	67 523	0,1409
ρ	Sgr	7340	181 577	0,050
V 703	Sco		160 589	0,115
AI	Scl	359		0,05
WZ		431	9 065	0,090
XX			9 133	0,045
V 369	Sct		174 553	0,150
δ		7020	172 748	0,1938
CW	Ser			0,189
FP				0,250
δ		5788	138 917	0,134
o		6581	160 613	0,053
RX	Sex		90 386	0,08
IM	Tau	1287	26 322	{ 0,1449 0,1120
69		1392		0,1484
V 479			24 550	0,076
V 480		1547	30 780	0,042
V 483		1351	27 397	0,054
V 543			23 567	0,032
V 624			23 156	0,024
V 647			23 607	0,049
V 650			23 643	0,031
V 696		1356	27 459	0,036
V 775		1386		0,062
V 777		1394		0,162
		1444		0,067
ϑ^2		1412	28 319	0,080
BS	Tuc		6 870	0,065

Таблица 1 (окончание)

Название звезды			P, сут
ОКПЗ (и др.)	HR	HD (BD)	
ϑ	139	3 112	0,053
AE UMa			0,086
DD	3662	79 439	0,125
DL			0,083
DP	4594	104 513	0,04
v	3888	84 999	0,132
UMi	5735	137 422	0,142
AI Vel		69 213	0,1116
DK			0,14
GU	3350	71 935	0,070
FX	3588	77 140	0,065
HZ	3517	75 654	0,087
IW	4274		0,150
DK Vir			0,1162
FG		106 384	0,070
FM	4847	110 951	0,076
FT	4746	108 506	0,05
GG	4824	110 379	0,05
	4963	114 330	0,15
LT Vul	7222	177 392	{ 0,1096 / 0,0935
	7731		0,227
	3321		0,0380
		24 975	0,0299
	239	4 849	0,056
		BD+43°1894	0,0983
H 501			0,037
GD 428			0,039
10 in NGC 6871 **			{ 0,1082 / 0,0903

* Спектрально-двойная, состоящая из двух переменных типа δ Sct.
** По каталогу Hoag et al. (1961).

звезд типа δ Sct, основанные преимущественно на каталогах [14, 19] с добавлением сведений из текущей литературы. Для 14 звезд приведено по два периода, для двух звезд — по четыре периода, поэтому общее число перечисленных периодов пульсаций равно 195.

В табл. 2 приведены данные о периодах пульсаций еще 42 звезд, большинство из которых относятся к звездам типа RR_s (карликовые цефеиды). Сейчас общепризнано, что между звездами типов δ Sct и RR_s в отношении колебаний нет существенной разницы, как нет и четкой границы между ними в амплитудах и периодах пульсаций. Периоды звезд RR_s меньше $0^d,25$, визуальные амплитуды $> 0,3$ зв. вел.

Сейчас многие авторы называют все звезды классов A и F с периодами $< 0^d3$ звездами типа δ Sct (т. е. не выделяя подгруппу RR_s или звезды AI Vel) [14, 20]. Тем не менее следует иметь в виду, что между звездами δ Sct и карликовыми цефеидами (RR_s) имеются, как правило, существенные различия в эволюции, химическом составе и, по-видимому, внутреннем строении. В частности, карликовые цефеиды по сравнению со звездами δ Sct в среднем имеют более низкую светимость и обнаруживают признаки дефицита металлов.

В табл. 1 и 2 вместе содержатся сведения о 237 периодах для 217 звезд типа δ Щита (с включением некоторого числа звезд типа RR_s).

Таблица 2

Название звезды		P, сут	Название звезды		P, сут	Название звезды		P, сут
GP	And	0,0787	V 934	Oph	0,2059	V 1481		0,2064
CK	Aqr	0,1241	V 959		0,0849	AR	Sco	0,1485
V 802	Aql	0,1338	V 974		0,1911	V 557		0,1095
V 879		0,1190	V 1274		0,1629	V 854		0,1024
V 894		0,1938	V 1638		0,1869	DR	Sct	0,1226
CL	Ara	0,2072	V 1790		0,1128	NQ	Tel	0,1233
UW	CVn	0,1462	V 1973		0,1945	BM	UMa	0,1356
KU	Cen	0,0800	MQ	Pav	0,1683	DT	Vel	0,1275
V 753		0,221	TV		0,1746	E 39	в шаровом	0,0563 *
AQ	CrA	0,1187	V 494	Sgr	0,1076	NJL 79	скоплении	0,063 *
V 798	Cyg	0,1948	V 865		0,1136	NJL 220	ω Cen	0,0472 *
LZ	Her	0,1990	V 1363	Sgr	0,1884	HD 94033		0,0595 *
V 357		0,1397	V 1424		0,1803	RY	Lep	0,2254 *
DE	Lac	0,254	V 1455		0,2002	HD 38882		
TY	Men	0,1875						

* Периоды звезд типа δ Sct.

Нашей задачей будет определение наиболее характерного с точки зрения соизмеримости (кратности, или «резонансности») периода для всей совокупности данных звезд.

2. Спектр «резонансности»

Интересно отметить, что согласно Стеллингверфу [21] и Вольфу [15] типичная звезда типа δ Sct имеет массу $2M_{\odot}$, эффективную температуру 7700 К, абсолютную болометрическую величину $M_{\rm bol} = 1{,}207$ и период фундаментальной моды пульсаций $\approx 161^{\rm m}$ ($0^{\rm d}{,}1121$). Близость к периоду Солнца $P_0 \approx 160^{\rm m}$ пока можно считать случайной. Однако обратимся к распределению периодов пульсаций звезд, содержащихся в табл. 1 и 2, приведенному на рис. 1. Максимум $n(P)$ соответствует периоду $\approx 0^{\rm d}{,}055$ ($\approx 80^{\rm m}$), однако пока нельзя придавать ему особого значения, так как неоднородности распределения, очевидно, значительно зависят от принятого интервала усреднения (дискриминации) по периоду, ΔP.

Параметром распределения может служить, например, среднее значение периода $\bar{P} = \Sigma P_i/N = 0^{\rm d}{,}1067$ ($\pm 0^{\rm d}0037$), где $N = 237$; однако это зна-

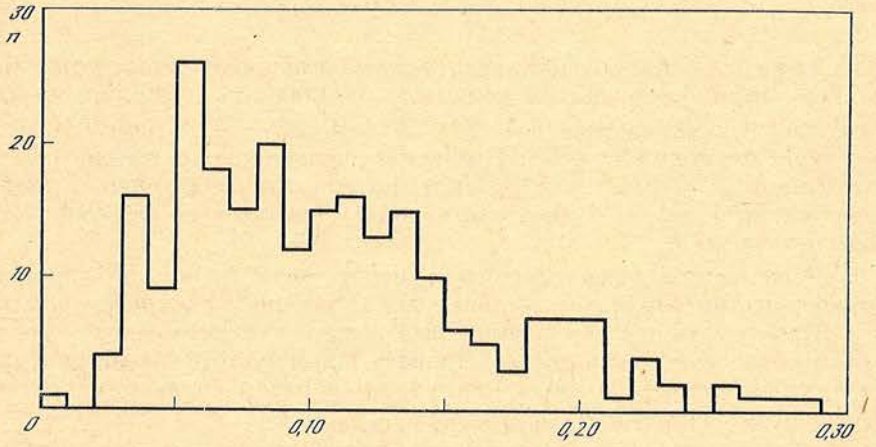


Рис. 1. Распределение периодов ($N = 237$) пульсаций звезд типа δ Sct (включая звезды типа RR_s), построенное с шагом $\Delta P = 0^{\rm d}{,}01$

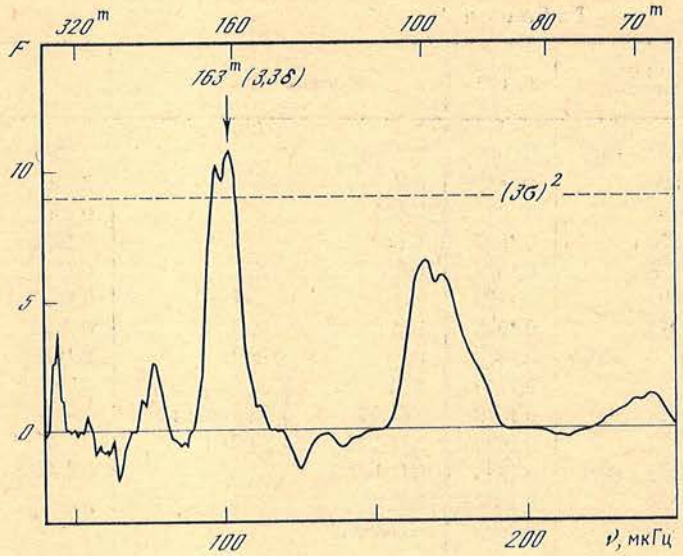


Рис. 2. Спектр «резонансности» 175 звезд δ Sct ($N = 195$)

По горизонтали — частота (внизу) или период (вверху)

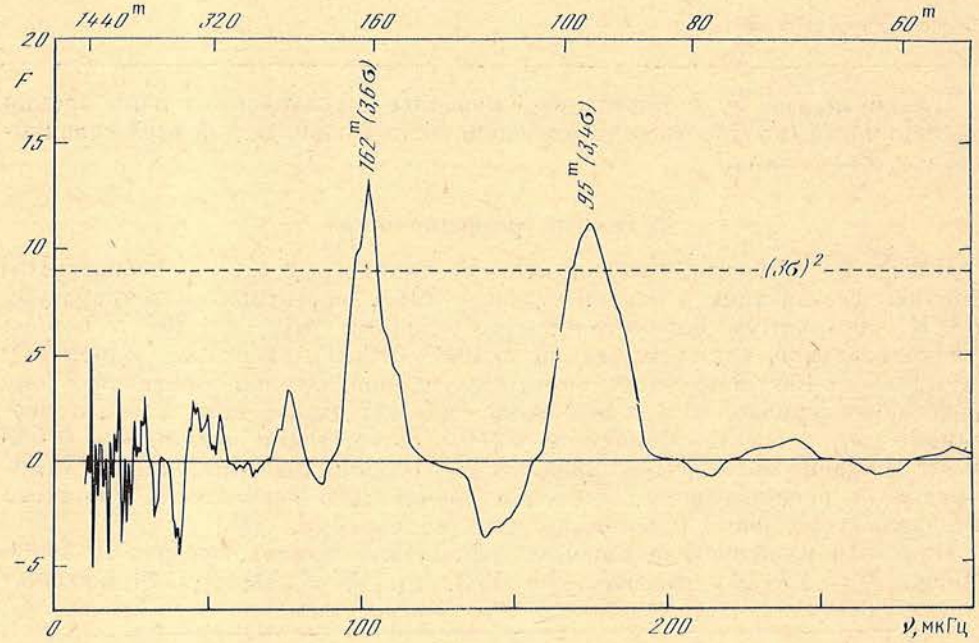


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для 217 звезд δ Sct ($N = 237$)

чение не может служить *общей* характеристикой периодов пульсаций звезд δ Щита ввиду сильного различия периодов: от 0,008 до $0^d.288$. То же самое относится к средней частоте $\overline{\nu} = \Sigma P_i^{-1}/N = 13{,}08 \pm 0{,}68$ (сут$^{-1}$), которая соответствует периоду 110 ± 6^m. Последнее значение существенно отличается от величины $\overline{P} = 153{,}6 \pm 5^m.3$, и нет критерия, позволяющего более или менее объективно делать выбор как в пользу среднего по периоду, так и среднего по частоте.

Для объективного, не зависящего от выбора «или P_i, или P_i^{-1}» определения наиболее характерного, «резонансного» периода распределения $n(P)$ звезд δ Щита вычислим так называемый спектр соизмеримости $F(\nu)$ [12], максимум которого должен соответствовать такой частоте ν (в рассматриваемом диапазоне частот), которая наилучшим образом соизмерима со всеми частотами $\nu_i \equiv P_i^{-1}$ рассматриваемого массива.

Спектр «резонансности» $F(\nu)$, вычисленный с шагом $\Delta\nu = 0{,}5$ мкГц для 195 периодов звезд δ Sct, приведенных в табл. 1, показан на рис. 2. Максимальный пик, имеющий амплитуду $3{,}3\sigma$, соответствует периоду $163{,}4 \pm$

$\pm 3^{m}.5$ (ошибка определена по ширине пика на уровне 3σ). Второй по величине пик с амплитудой $\approx 2{,}6\sigma$ соответствует периоду $\approx 98 \pm 4^{m}$.

Для всего массива 217 звезд (число периодов $N = 237$) спектр показан на рис. 3, где максимальный пик достигает уровня значимости $3{,}6\sigma$ и соответствует периоду $162^{m}.2$ (ошибка составляет $\pm 7^{m}.3$ по уровню 0,8 А и $\pm 2^{m}.8$ по уровню $3{,}5\sigma$); второй по величине пик имеет амплитуду $A = 3{,}4\sigma$, период $P \approx 95^{m}$.

Приходим к выводу, что «резонансный» период распределения звезд δ Щита равен $\approx 162^{m}$ и в пределах ошибок совпадает с периодом глобальных пульсаций Солнца 160^{m} (и так же хорошо согласуется со значением Стеллингверфа, $\approx 161^{m}$, для типичной звезды δ Sct).

Спектры $F(\nu)$ были вычислены также отдельно для двух групп рассматриваемых звезд: 1) $P > 160^{m}$, $N = 96$; 2) $P < 160^{m}$, $N = 141$. Первый спектр не имеет четкого пика для периода $\approx 160^{m}$ (области периодов от $\approx 159^{m}$ до $\approx 227^{m}$ соответствует широкий максимум F со средней амплитудой около 3σ), а максимальное значение F отвечает периоду $\approx 96^{m}$ ($A = 4{,}7\sigma$). В спектре второй группы, короткопериодических звезд, максимальный пик, имеющий амплитуду $A = 2{,}6\sigma$, соответствует $P = 160^{m}.6$ (с ошибкой $\pm 4^{m}.7$ по уровню 0,8 А и $\pm 1^{m}.9$ по уровню $2{,}5\sigma$; заметим, что в данном случае, когда периоды звезд $P_i < 160^{m}$, при вычислении $F(\nu)$ [12] берутся отношения $P/P_i > 1$, где P — любой «проверяемый» период в заданном интервале периодов; $i = 1, 2, \ldots$ — номер наблюдаемого периода осцилляций звезд). Отсюда следует вывод, что эффект 160^{m}-«резонанса» наиболее четко выражен для звезд, осциллирующих с короткими периодами, $P \lesssim 160^{m}$.

Период $\approx 96^{m}$ в спектрах $F(\nu)$ имеет, по-видимому, «артефактное» происхождение, связанное с максимумом распределения (см. рис. 1) в диапазоне периодов $\approx 0^{d}.067$.

3. Обсуждение результатов

В последние 15 лет имелся значительный прогресс в наблюдениях и теоретическом осмысливании пульсаций переменных звезд. Теперь, в частности, мы твердо знаем, что пульсации с короткими периодами — привилегия не только некоторых гигантов, но и более или менее общее свойство многих звезд главной последовательности, включая Солнце. Более того, выполненный анализ показал, что «наилучшим общим кратным», или, иными словами, «резонансным» (?) периодом всей популяции звезд типа δ Sct является период $162{,}2 \pm 2^{m}.8$ (или даже $160{,}6 \pm 1^{m}.9$), в пределах ошибок совпадающий с известным периодом пульсаций Солнца $160^{m}.010$.

Прежде чем говорить о возможном физическом смысле преимущественной соизмеримости периодов пульсаций звезд δ Щита с периодом $\approx 160^{m}$, следует остановиться на смысле функции $F(\nu)$ и ее максимума. Согласно выражению (1) [12] для (аналога) этой функции наличие сильного, значимого пика на частоте $\nu_0 \approx 104$ мкГц ($P \approx 160^{m}$) означает, что для всей совокупности звезд δ Sct с частотами пульсаций ν_i имеется статистически достоверная тенденция к избытку числа звезд с частотами

$$\nu_i \approx \begin{cases} z\nu_0; & \nu_i \geqslant \nu_0; \\ \nu_0/z; & \nu_i < \nu_0, \end{cases}$$

где $z = 1{,}2$ или 3, причем наиболее четко «резонанс» проявляется для быстроосциллирующих, $\nu_i \gtrsim \nu_0$, звезд, для которых имеет место «резонанс» типа $\nu_i \approx z\nu_0$, где $\nu_0^{-1} \approx 160^{m}.6$ (с ошибкой определения «пикового» значения $\pm 1^{m}.9$).

Приведенные условия «резонанса» (соизмеримости, или кратности) очень сходны с условиями тесного резонансного взаимодействия нормальных мод колебаний с учетом нелинейных и неадиабатических эффектов, обсуждаемыми, например, авторами [7, 17, 22]: $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 + \Delta\omega$ или $2\omega_2 + \Delta\omega$, где $\Delta\omega \ll \omega_k$ (ω — частота, $k = 1, 2, 3$); для параметрического резонанса ω_1 — частота линейно неустойчивой моды. При определенных условиях

согласно теории возникает динамически устойчивое состояние, когда присутствуют все три моды с постоянными амплитудами.

Моду с периодом $\approx 160^m$, по-видимому, следует считать «ненормальной» (вынужденной?) модой в силу ее «повсеместного» характера [10,12,13]. Тогда найденное здесь соотношение «резонансности» ($\nu_i \approx z\nu_0$ или $\nu_0 \approx z\nu_i$) указывает на то, что в семействе звезд δ Sct чаще, чем следует ожидать при случайном распределении, встречаются частоты пульсаций, близкие к $z\nu_0$ (или ν_0/z), где $z = 1, 2, 3$. Этому способствует, вероятно, достаточно хорошо изученный теоретически [17, 18, 22] механизм резонансного возбуждения при наличии нелинейных эффектов.

Примечательно также, что согласно расчетам [17] характерная временна́я шкала вариаций амплитуды (в нестационарных случаях резонансного возбуждения и взаимодействия мод) порядка периода фундаментальной радиальной моды, что хорошо согласуется с наблюдениями звезд δ Sct (п. 1) и 160^m-колебаний Солнца. (Эти расчеты также показывают, что при резонансе диссипируемая энергия моды, которая возбуждается в результате взаимодействия мод, в точности компенсируется — в каждый момент времени — энергией, приобретаемой линейно возбуждаемой модой.)

Совпадение наиболее характерного, «резонансного» периода совокупности звезд δ Sct с известным периодом 160^m, впервые обнаруженным по наблюдениям Солнца [1, 2] (его в литературе иногда называют «таинственным»), приводит к выводу об общей причинно-следственной связи и общем физическом механизме. Некоторые предположения о природе 160-минутных осцилляций высказаны ранее в [6, 7, 12, 23].

Автор благодарен А. Б. Северному, А. А. Боярчуку и В. Дзиембовскому за обсуждение физических свойств звезд δ Sct и полученных результатов, а также признателен Ю. В. Ворошилову и В. В. Головатому за полезные советы, Т. Н. Тарасовой за помощь в вычислениях и П. П. Добронравину за внимательное чтение рукописи и замечания.

15 ноября 1985 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. *Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 92—95.
3. *Deubner F.-L., Gough D.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1984, vol. 22, p. 593—619.
4. *de Jager C.*— In: The hydromagnetics of the Sun, Proc. 4th European Meet. on Solar Physics, The Netherlands, ESA SP-220, 1984, p. 287—290.
5. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.*— Астрон. журн., 1979, т. 56, с. 1137—1148.
6. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 3—71.
7. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 3—19.
8. *Кокс Дж. П.* Теория звездных пульсаций / Пер. с англ. под ред. Д. К. Надежина. М.: Мир, 1983. 326 с.
9. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 89—92.
10. *Котов В. А., Кучми С., Кононович Э. В.* и др.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 73.
11. *Дидковский Л. В., Котов В. А.*— Наст. сб.
12. *Kotov V. A.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 101—113.
13. *Котов В. А., Левицкий Л. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 75, с. 59—66.
14. *Breger M.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, p. 5—26.
15. *Wolff S. C.* The A-stars: problems and perspectives. NASA SP-463. Wash.: D. C., 1983. 211 p.
16. *Balona L. A., Dean J. F., Stobie R. S.*— Mon . Not. Roy. Astron. Soc., 1981, vol. 194, p. 125—136.
17. *Dziembowski W.*— Acta Astron., 1982, vol. 32, p. 147—171.
18. *Вандакуров Ю. В.*— Письма в Астрон. журн., 1981, т. 7, с. 231—234.
19. *Кукаркин Б. В., Холопов П. Н., Ефремов Ю. Н.* и др. Общий каталог переменных звезд. М.: Изд-во МГУ, 1969, т. 1. 474 с.; 1970, т. 2. 629 с.
20. *Breger M.*— Astrophys. J., 1980, vol. 235, p. 153—162.
21. *Stellingwerf R. F.*— Astrophys. J., 1979, vol. 227, p. 935—942.
22. *Dziembowski W., Królikowska M.*— Acta Astron., 1985, vol. 35, p. 5—28.
23. *Котов В. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 75, с. 113—119.

УДК 523.8

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР ГИГАНТОВ КЛАССА *K*0 β Gem И γ^1 Leo

М. Е. Боярчук, И. С. Саванов

На основании спектрограмм высокой дисперсии были изучены *K*0 III звезды β Gem и γ^1 Leo. Методом моделей атмосфер определены их параметры и химический состав (см. табл. 3, 4). Анализ, основанный на слабых и умеренно сильных линиях, позволяет надеяться, что результат мало чувствителен к температурной структуре верхних слоев моделей атмосфер. Обсуждаются различия в химическом составе атмосфер исследуемых звезд и Солнца (рис. 5).

CHEMICAL COMPOSITION OF *K*0-GIANT STARS β Gem AND γ^1 Leo ATMOSPHERES by *M. E. Boyarchuk*, *I. S. Savanov*.— On the base of high dispersion spectrograms the *K*0 III stars β Gem and γ^1 Leo are studied. Using model atmosphere method their parameters and chemical composition are obtained (table 3, 4). It is suggested that the analysis based on weak and moderately strong lines is insensitive to the temperature structure of high photosphere. The difference in abundances in the investigated stars and the Sun are discussed.

В современной астрофизике большое внимание уделяется детальному изучению физических условий и определению химического состава атмосфер различных звезд. Для этого в последнее десятилетие разработаны методы моделей атмосфер. Они дали хорошие результаты и успешно применяются для анализа звездных атмосфер с эффективной температурой выше 5000 К. Однако для звезд с более низкой температурой применение этого метода наталкивается на ряд таких трудностей, как учет молекулярного поглощения, и процессов, связанных с нерадиативным переносом энергии, и звезды, соответствующие этим температурам (а именно звезды начиная со спектрального класса *K*0), долгое время оказывались вне исследований современными методами.

Для нашего исследования были выбраны две звезды-гиганта *K* 0 III, β Gem и γ^1 Leo; некоторые данные об этих звездах и их наблюдениях приведены в табл. 1.

Таблица 1

Звезда	Спектр	m_v	v_r, км/с	$v \sin i$, км/с	Число спектрограмм		
					λ 6800—5700	λ 6100—4700	λ 4900—3900
β Gem	*K*0 III	1,15	+3	<15	7	4	7
γ^1 Leo	*K*0 III	2,61	−37	<15	4	4	5

Спектры звезд β Gem и γ^1 Leo были получены на спектрографе куде с 2,6-м телескопом Крымской астрофизической обсерватории в течение 1982—1985 гг. Всего был получен 31 спектр с дисперсией 6 Å/мм на пластинках Kod 103aF, Kod 103 aD и Kod 103aO, что обеспечивало регистрацию спектральной области λ 6850—3900 Å. Большое число спектров давало возможность иметь для каждой линии по пять-шесть измерений эквивалентной ширины. Фотометрирование спектрограмм было проведено на микрофотометре интенсивностей на базе микро-ЭВМ «Искра-1256». При измерении спектров мы использовали увеличение в 100 раз, т. е. 0,06 Å/мм на регистрограммах. При отождествлении линий мы использовали таблицы Ш. Мур [1] и «Солнечный спектр λ 2935—8770 Å» [2]. Основаным критерием при отождествлении являлось положение линии. Если по виду контура или согласно упомянутым таблицам у нас имелись достаточные основания считать рассматриваемую линию блендой нескольких спектральных линий, то мы ее исключали

Таблица 2

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
Li I						
6707,90	1	+0,178	0,009	0,51	0,016	0,82
C I						
6587,75	22	−1,34	0,011	8,67	0,023	9,31
5380,24	11	−1,68			0,021	8,62
4817,33	5	−2,53	0,006	8,35	0,019	9,14
4775,87	6	−2,20	0,019	8,68	0,032	9,18
4770,00	6	−2,28	0,014	8,56	0,028	9,15
Na I						
6160,75	5	−1,27	0,123	6,68	0,126	6,58
6154,23	5	−1,57	0,103	6,66	0,084	6,36
5688,22	6	−0,42	0,167	6,60	0,205	6,76
5682,63	6	−0,67	0,159	6,69	0,182	6,78
5148,83	8	−2,06	0,040	6,34	0,054	6,54
4982,83	9	−0,95	0,101	6,14	0,089	5,86
4751,82	11	−2,11	0,043	6,47	0,065	6,74
Mg I						
6319,24	23	−2,20	0,042	7,38	0,055	7,57
5711,10	8	−1,71	0,140	7,58	0,163	7,63
5528,42	9	−0,48	0,230	7,18	0,278	7,37
4730,00	10	−2,39	0,053	7,01	0,094	7,45
4702,98	11	−0,58	0,300	7,88	0,260	7,50
Al I						
6698,67	5	−1,65	0,068	6,50	0,062	6,39
6696,03	5	−1,34	0,093	6,53	0,101	6,59
Si I						
6721,84	38	−1,01	0,066	7,56	0,053	7,40
6244,48	27	−0,72	0,074	7,11	0,053	6,81
6155,21	29	−0,30	0,096	7,00	0,086	6,96
6155,69	29	−1,79	0,012	6,94	0,010	6,92
6145,02	29	−0,84	0,057	6,97	0,045	6,81
6142,49	30	−0,99	0,056	7,10	0,045	6,96
6131,58	30	−1,16	0,054	7,23	0,045	7,14
5948,55	16	−1,23	0,106	7,51	0,107	7,49
5793,13	9	−2,05	0,072	7,63	0,059	7,48
5701,14	10	−2,05	0,055	7,39	0,063	7,54
5690,47	10	−1,87	0,074	7,50	0,080	7,59
5665,56	10	−2,04	0,068	7,56	0,080	7,74
Si II						
6371,36	2	−0,05	0,015	7,08	0,040	8,10
6347,09	2	+0,26	0,034	7,43	0,023	7,43
Ca I						
6717,69	32	−0,52	0,175	6,81	0,208	6,86
6572,80	1	−4,15	0,130	6,46	0,194	7,24
6499,65	18	−0,82	0,140	6,37	0,160	6,35
6493,79	18	−0,11	0,203	6,63	0,214	6,35
6471,67	18	−0,69	0,140	6,21	0,164	6,29
6449,82	19	−0,52	0,175	6,67	0,228	6,89
6439,08	18	+0,39	0,211	6,11	0,232	6,04
6169,56	20	−0,48	0,164	6,42	0,185	6,45
6169,04	20	−0,80	0,162	6,75	0,163	6,40
6166,44	20	−1,14	0,121	6,39	0,143	6,48

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
6162,18	3	−0,09	0,274	6,43	0,278	6,19
6161,30	20	−1,27	0,131	6,66	0,136	6,52
6122,23	3	−0,27	0,256	6,53	0,275	6,32
6102,73	3	−0,75	0,207	6,70	0,220	6,44
5857,55	47	+0,24	0,182	6,49	0,223	6,50
5590,12	21	−0,57	0,126	5,96	0,175	6,49
5588,76	21	+0,36	0,190	6,09	0,226	6,08
5581,97	21	−0,56	0,148	6,31	0,175	6,47
5512,98	48	−0,45	0,130	6,37	0,136	6,17
5260,38	22	−1,72	0,084	6,40	0,075	6,15
4512,28	24	−1,90	0,071	6,44	0,068	6,31
Sc I						
5717,30	12	−0,41	0,012	2,94	0,016	3,15
5686,83	12	+0,53	0,056	2,92	0,048	2,80
5671,83	12	+0,64	0,069	3,02	0,075	3,04
5520,50	15	+0,42	0,021	2,92	0,029	3,13
5484,62	16	+0,08	0,013	3,02	0,018	3,21
5083,71	13	+0,42	0,036	2,75	0,031	2,69
5081,55	13	+0,60	0,041	2,68	0,044	3,22
4743,81	14	+0,53	0,047	2,88	0,083	3,36
Sc II						
6604,60	19	−1,14	0,086	2,90	0,105	3,20
6320,85	28	−1,77	0,024	3,07	0,029	2,91
6300,68	28	−1,84	0,019	3,06	0,022	2,84
6245,62	28	−0,99	0,082	2,87	0,098	3,16
5684,19	29	−1,07	0,073	2,84	0,096	3,24
5667,16	29	−1,28	0,070	3,00	0,055	2,87
5657,87	29	−0,56	0,094	2,70	0,086	2,58
5640,99	29	−1,07	0,077	2,90	0,078	3,00
5552,25	25	−2,43	0,014	3,03	0,026	3,49
5526,81	31	0,00	0,105	2,79	0,109	3,18
5318,36	22	−2,02	0,028	2,84	0,035	3,16
Ti I						
6743,13	48	−1,64	0,101	5,11	0,129	5,39
6599,11	49	−2,04	0,079	5,18	0,101	5,41
6556,08	102	−1,03	0,093	5,03	0,118	5,28
6554,24	102	−1,14	0,089	5,06	0,103	5,19
6336,11	103	−1,66	0,060	5,30	0,075	5,37
6312,24	104	−1,49	0,059	5,12	0,084	5,33
6303,76	104	−1,48	0,061	5,17	0,089	5,35
6258,11	104	−0,39	0,128	5,02	0,154	5,19
6126,22	69	−1,31	0,100	5,03	0,106	4,97
6091,18	238	−0,35	0,066	4,97	0,089	5,23
6064,63	69	−1,74	0,068	4,92	0,098	5,27
5978,55	154	−0,29	0,091	4,84	0,079	4,57
5965,83	154	−0,22	0,101	4,92	0,131	5,26
5953,16	154	−0,18	0,096	4,81	0,127	5,13
5922,11	72	−1,47	0,104	5,25	0,095	4,99
5903,32	71	−2,04	0,051	5,02	0,054	5,06
5899,30	72	−1,10	0,124	5,23	0,132	5,14
5880,31	71	−1,70	0,070	4,95	0,102	5,31
5866,45	72	−0,84	0,130	5,13	0,157	5,29

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
5662,16	249	−0,06	0,062	4,94	0,100	5,17
5460,50	3	−2,88	0,095	5,33	0,094	5,23
5351,07	300	+0,02	0,039	4,81	0,061	5,14
5295,78	74	−1,39	0,068	4,67	0,106	5,12
5219,70	4	−2,29	0,102	4,85	0,111	4,87
4926,15	39	−2,16	0,051	4,97	0,050	4,92
4840,87	53	−0,51	0,126	4,72	0,152	4,96
4820,41	126	−0,37	0,124	5,28	0,143	5,32
4759,27	233	+0,51	0,094	4,71	0,105	4,72
4617,27	145	+0,31	0,132	5,24	0,124	4,65
4548,76	42	−0,35	0,136	4,86	0,157	4,85
Ti II						
6607,02	91	−2,90	0,042	5,18	0,044	5,33
5492,82	68	−3,19	0,052	5,11	0,046	5,13
5418,80	69	−2,20	0,086	4,66	0,101	4,92
5336,80	69	−1,75	0,113	4,74	0,148	5,26
5005,18	71	−2,71	0,072	4,97	0,082	5,16
4865,62	29	−2,75	0,099	5,00	0,104	5,04
4719,52	59	−3,46	0,054	5,08	0,055	5,21
4636,34	38	−2,98	0,050	4,44	0,058	4,68
4589,96	50	−1,73	0,139	5,09	0,144	4,89
4583,44	39	−2,72	0,078	4,66	0,071	4,60
4568,31	60	−2,68	0,089	4,90	0,096	5,03
4470,86	40	−2,22	0,120	5,00	0,128	5,05
V I						
6785,00	31	−2,20	0,042	4,46	0,040	4,95
6531,43	48	−1,33	0,059	4,31	0,092	4,94
6357,29	84	−0,97	0,031	4,35	0,025	4,41
6285,16	19	−1,75	0,094	4,38	0,129	4,78
6274,66	19	−1,90	0,077	4,21	0,122	4,84
6266,31	20	−2,35	0,057	4,21	0,105	5,03
6256,91	19	−2,25	0,057	4,21	0,095	4,78
6251,82	19	−1,52	0,085	4,00	0,136	4,65
6233,20	20	−2,13	0,074	4,37	0,105	4,80
6224,50	20	−2,07	0,086	4,47	0,114	4,90
6216,36	19	−1,57	0,104	4,33	0,151	4,93
6213,87	20	−2,11	0,061	4,09	0,106	4,82
6128,33	33	−2,36	0,034	4,63	0,033	5,04
6119,53	34	−0,62	0,107	4,04	0,141	4,80
6090,22	34	−2,66	0,115	3,92	0,123	4,58
6081,45	34	−0,90	0,076	3,81	0,119	4,75
6058,16	34	−1,68	0,047	4,13	0,063	4,77
6039,74	34	−0,95	0,077	3,92	0,101	4,55
5743,44	35	−1,00	0,067	4,38	0,103	4,68
5737,04	35	−0,80	0,072	4,13	0,127	4,81
5727,66	35	−0,91	0,052	3,89	0,076	4,18
5727,06	35	+0,27	0,108	3,64	0,135	3,84
5703,56	35	−0,25	0,113	4,03	0,153	4,72
5670,86	36	−0,48	0,094	4,13	0,105	4,18
5668,37	37	−1,17	0,040	3,96	0,085	4,61
5657,45	37	−1,05	0,042	3,97	0,085	4,46
5646,11	37	−1,25	0,045	4,15	0,075	4,53

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
5632,47	1	−3,38	0,011	3,99	0,025	4,79
5626,01	37	−1,34	0,040	4,25	0,086	4,75
5604,96	37	−1,33	0,028	3,93	0,073	4,58
5507,75	129	+0,05	0,029	4,19	0,025	4,03
4831,64	3	−1,40	0,072	3,53	0,113	4,11
V II						
5928,86	98	−1,95	0,012	3,90	0,018	4,25
5439,30	53	−2,80	0,009	4,33	0,009	4,50
5384,89	53	−2,73	0,009	4,26	0,010	4,49
5303,26	54	−2,37	0,014	4,15	0,020	4,48
5047,31	127	−2,36	0,010	4,26	0,019	4,76
Cr I						
5787,99	188	+0,30	0,102	5,36	0,120	5,45
5783,93	188	+0,09	0,097	5,44	0,104	5,43
5719,82	119	−1,65	0,027	5,71	0,044	5,98
5712,78	119	−1,10	0,061	5,71	0,074	5,84
5409,79	18	−0,72	0,257	5,84	0,272	5,81
5348,32	18	−1,29	0,172	5,59	0,185	5,38
5296,69	18	−1,39	0,165	5,66	0,204	5,83
5272,01	225	−0,36	0,070	5,66	0,069	5,57
5238,96	59	−1,25	0,052	5,40	0,054	5,42
4936,33	166	−0,41	0,088	5,65	0,092	5,58
4836,86	144	−0,32	0,070	5,25	0,075	5,24
4801,03	168	−0,23	0,093	5,61	0,108	5,66
4730,71	145	−0,31	0,071	5,71	0,096	5,53
4718,43	186	+0,22	0,116	5,68	0,112	5,40
4708,04	186	+0,08	0,105	5,73	0,117	5,57
4616,14	21	−1,21	0,165	5,75	0,170	5,40
Cr II						
5510,68	23	−2,56	0,043	5,95	0,042	6,01
5508,60	50	−2,31	0,043	6,06	0,050	6,28
5310,70	43	−2,17	0,022	5,28	0,022	5,44
5308,44	43	−1,74	0,048	5,48	0,054	5,66
5305,85	24	−2,04	0,036	5,26	0,040	5,46
4592,09	44	−1,35	0,082	5,76	0,065	5,46
4588,22	44	−0,66	0,113	5,74	0,100	5,37
Mn I						
6021,80	27	+0,03	0,153	5,64	0,160	5,32
6016,64	27	−0,31	0,144	5,81	0,168	5,82
6013,50	27	−0,25	0,144	5,71	0,169	5,74
5537,72	4	−2,28	0,114	6,18	0,123	6,09
5516,74	4	−1,85	0,131	6,06	0,164	6,34
5505,87	4	−2,50	0,102	6,14	0,116	6,17
5457,47	4	−2,89	0,056	5,74	0,073	5,97
5432,55	1	−3,80	0,155	5,64	0,193	6,19
5420,36	4	−1,46	0,180	6,55	0,197	6,05
5413,68	42	−0,63	0,053	5,42	0,064	5,54
5399,49	42	−0,32	0,096	5,81	0,090	5,59
4823,52	16	+0,14	0,220	5,68	0,252	5,68
4783,42	16	+0,04	0,235	5,84	0,248	5,73
4766,43	21	+0,08	0,167	5,80	0,189	5,52

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
4765,86	21	−0,10	0,135	5,57	0,144	5,27
4762,38	21	+0,42	0,178	5,68	0,208	5,61
4739,11	21	−0,49	0,120	5,60	0,129	5,44
4671,69	21	−1,70	0,058	5,53	0,061	5,54
4502,22	22	−0,34	0,136	5,80	0,146	5,59
4470,14	22	−0,44	0,120	5,64	0,106	5,03
Fe I						
6862,48	1191	−1,54	0,084	7,86	0,058	7,44
6861,94	109	−3,78	0,065	7,28	0,078	7,45
6858,16	1173	−1,04	0,090	7,51	0,122	7,85
6857,25	1006	−2,10	0,056	7,40	0,090	7,86
6855,17	1195	−0,68	0,136	7,89	0,142	7,75
6842,69	1197	−1,29	0,089	7,76	0,090	7,71
6839,84	205	−3,37	0,092	7,44	0,130	7,89
6828,60	1195	−0,92	0,100	7,56	0,101	7,48
6820,37	1197	−1,30	0,081	7,67	0,100	7,86
6810,27	1197	−1,13	0,084	7,50	0,109	7,75
6806,86	268	−2,17			0,118	6,73
6786,86	1052	−2,01	0,065	7,58	0,066	7,57
6750,16	111	−2,62	0,147	7,51	0,140	7,14
6733,15	1195	−1,56	0,068	7,70	0,071	7,72
6725,36	1052	−2,20	0,057	7,56	0,052	7,50
6710,32	34	−4,97	0,090	7,72	0,110	7,95
6705,10	1197	−1,35	0,093	7,87	0,091	7,74
6703,58	268	−3,16	0,104	7,67	0,105	7,59
6678,00	268	−1,46	0,200	7,57	0,238	7,56
6609,12	206	−2,69	0,116	7,44	0,153	7,56
6593,88	168	−2,42	0,149	7,33	0,171	7,46
6574,25	13	−5,00	0,116	7,62	0,133	7,72
6518,37	342	−2,67	0,107	7,36	0,133	7,59
6498,94	13	−4,70	0,126	7,45	0,171	7,97
6496,46	1258	−0,69	0,098	7,54		
6495,74	1253	−1,00	0,077	7,53	0,078	7,49
6494,99	168	−1,27	0,228	7,34	0,264	7,41
6481,88	109	−2,98	0,134	7,51	0,157	7,59
6475,63	206	−2,90	0,116	7,44	0,115	7,24
6430,86	62	−2,01	0,197	7,57	0,247	7,78
6421,36	111	−2,03	0,199	7,61	0,230	7,65
6419,98	1258	−0,36	0,120	7,49	0,124	7,40
6411,66	816	−0,81	0,171	7,60	0,188	7,61
6408,03	816	−1,16	0,150	7,61	0,148	7,31
6393,61	168	−1,77	0,200	7,63	0,228	7,52
6336,83	816	−1,00	0,154	7,58	0,155	7,32
6335,34	62	−2,38	0,162	7,34	0,193	7,48
6330,85	1254	−1,65	0,060	7,80	0,065	7,85
6322,69	207	−2,43	0,147	7,57	0,179	7,78
6315,82	1014	−1,68	0,094	7,62	0,094	7,51
6301,51	816	−1,00	0,155	7,51	0,160	7,33
6297,80	62	−2,74	0,160	7,65	0,163	7,41
6270,23	342	−2,67	0,116	7,58	0,128	7,57
6265,14	62	−2,55	0,171	7,57	0,188	7,56
6252,56	169	−1,69	0,225	7,75	0,230	7,58
6246,32	816	−0,98			0,170	7,39

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ' Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
6240,65	64	−3,34	0,101	7,16	0,128	7,47
6219,29	62	−2,43	0,175	7,58	0,196	7,55
6213,43	62	−2,68	0,149	7,44	0,172	7,52
6200,32	207	−2,44	0,134	7,36	0,156	7,49
6188,00	959	−1,71	0,091	7,47	0,100	7,49
6180,21	269	−2,77	0,129	7,77	0,145	7,78
6173,34	62	−2,88	0,133	7,32	0,148	7,34
6165,36	1018	−1,52	0,094	7,54	0,086	7,32
6096,67	959	−1,92	0,081	7,54	0,076	7,43
6093,64	1177	−1,55	0,048	7,36	0,064	7,60
6079,02	1176	−1,21	0,085	7,67	0,076	7,48
6078,50	1259	−0,74	0,096	7,57	0,111	7,65
6065,49	207	−1,53	0,196	7,58	0,233	7,64
6056,01	1259	−0,76	0,096	7,51	0,100	7,45
6027,06	1018	−1,22	0,109	7,46	0,118	7,40
6024,07	1178	−0,17	0,146	7,66	0,166	7,62
6007,96	1178	−1,05	0,093	7,68	0,096	7,58
6003,03	959	−1,31	0,126	7,61	0,145	7,70
5987,06	1260	−0,80	0,100	7,68	0,102	7,58
5983,69	1175	−0,89	0,099	7,50	0,108	7,49
5976,80	959	−1,43	0,103	7,40	0,119	7,49
5956,70	14	−4,60	0,126	7,28	0,157	7,62
5952,75	959	−1,46	0,096	7,35	0,110	7,45
5930,17	1180	−0,30	0,118	7,41	0,128	7,31
5929,70	1176	−1,37	0,082	7,69	0,076	7,43
5916,25	170	−2,99	0,109	7,28	0,136	7,56
5905,68	1181	−0,79	0,089	7,37	0,090	7,25
5862,36	1180	−0,55	0,126	7,62	0,149	7,77
5858,80	1084	−2,28	0,032	7,41	0,046	7,64
5856,08	1128	−1,58	0,073	7,47	0,074	7,42
5855,13	1179	−1,65	0,051	7,54	0,058	7,64
5853,18	35	−5,22	0,054	7,49	0,070	7,75
5827,89	552	−3,40	0,045	7,67	0,050	7,78
5809,25	982	−1,81	0,102	7,69	0,100	7,55
5793,93	1086	−1,80	0,070	7,53	0,076	7,59
5778,48	200	−3,57	0,080	7,56	0,092	7,67
5775,09	1087	−1,37	0,097	7,54	0,100	7,49
5760,35	867	−2,49	0,063	7,46	0,070	7,55
5752,04	1180	−1,22	0,082	7,54	0,092	7,59
5741,86	1086	−1,75	0,059	7,38	0,070	7,51
5731,77	1087	−1,33	0,102	7,67	0,121	7,79
5705,47	1087	−1,62	0,071	7,49	0,082	7,59
5701,55	209	−2,22	0,154	7,56	0,178	7,68
5679,03	1183	−0,97	0,080	7,40	0,093	7,47
5661,35	1108	−1,98	0,048	7,46	0,065	7,70
5653,87	1159	−1,68	0,076	7,73	0,078	7,69
5651,48	1161	−2,04	0,041	7,62	0,052	7,78
5641,45	1087	−1,25	0,108	7,71	0,119	7,69
5636,71	868	−2,53	0,058	7,41	0,078	7,67
5619,60	1161	−1,77	0,060	7,56	0,071	7,68
5618,65	1107	−1,41	0,080	7,30		
5586,76	686	−0,31	0,221	7,48	0,237	7,38
5576,09	686	−1,01	0,153	7,42	0,176	7,46

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
5569,63	686	−0,67	0,193	7,63	0,211	7,52
5567,40	209	−2,80	0,123	7,60	0,150	7,84
5560,23	1164	−1,26	0,078	7,41	0,086	7,44
5546,51	1145	−1,35	0,094	7,72	0,101	7,66
5543,94	1062	−1,15	0,099	7,39	0,111	7,43
5536,60	345	−3,80	0,034	7,37	0,051	7,66
5522,46	1108	−1,64	0,078	7,51	0,090	7,61
5501,47	15	−3,02	0,191	7,45	0,225	7,39
5491,84	1031	−2,43	0,039	7,66	0,030	7,50
5441,32	1144	−1,77	0,061	7,49	0,066	7,55
5417,03	1148	−1,69	0,060	7,53	0,064	7,55
5406,80	1148	−1,76	0,057	7,48	0,065	7,58
5393,17	553	−0,90	0,189	7,63	0,201	7,50
5386,34	1064	−1,83	0,060	7,37	0,066	7,43
5379,58	928	−1,58	0,106	7,36	0,130	7,56
5365,40	786	−1,18			0,146	7,33
5364,88	1146	+0,06	0,158	7,60	0,170	7,41
5322,05	112	−3,02	0,120	7,52	0,148	7,66
5321,11	1165	−1,49	0,074	7,66	0,078	7,58
5307,36	36	−2,99	0,149	7,37	0,197	7,64
5294,60	875	−2,89	0,044	7,58	0,056	7,76
5293,97	1031	−1,91	0,074	7,64	0,081	7,71
5253,48	553	−1,72	0,136	7,58	0,148	7,53
5243,80	1089	−1,25	0,101	7,61	0,109	7,59
5242,50	843	−1,00	0,140	7,46	0,147	7,23
5225,53	I	−4,79	0,157	7,58	0,200	7,81
5223,12	880	−2,37	0,067	7,36	0,071	7,44
5217,40	553	−1,19	0,157	7,54	0,166	7,21
5074,76	1094	−0,32	0,145	7,55	0,161	7,46
4994,13	16	−3,06	0,192	7,59	0,242	7,58
4973,11	984	−1,01	0,128	7,57	0,145	7,56
4950,11	687	−1,69	0,126	7,64		
4946,39	687	−1,32	0,155	7,98	0,170	7,80
4809,94	793	−2,69	0,054	7,51	0,046	7,38
4808,16	633	−2,75	0,081	7,67	0,074	7,47
4794,36	115	−3,78	0,049	7,19	0,060	7,35
4793,96	512	−3,61	0,041	7,62	0,051	7,79
4788,76	588	−1,83	0,120	7,48	0,126	7,34
4741,53	346	−2,05	0,124	7,44	0,156	7,63
4602,00	39	−3,15	0,135	7,48	0,172	7,61
4598,74	819	−2,70	0,059	7,69	0,040	7,41
4593,54	971	−2,14	0,058	7,66	0,062	7,49
Fe II						
6456,38	74	−2,21	0,076	7,15	0,080	7,28
6432,65	40	−3,68	0,065	7,29	0,068	7,44
6416,90	74	−2,86	0,058	7,47	0,055	7,52
6407,30	74	−3,08	0,048	7,50	0,048	7,59
6247,56	74	−2,45	0,071	7,30	0,074	7,40
6149,25	74	−2,89	0,058	7,50	0,052	7,48
5991,38	46	−3,66	0,058	7,44	0,057	7,55
5534,86	55	−2,94	0,083	7,29	0,090	7,34
5425,27	49	−3,49	0,051	7,18	0,069	7,58
5414,09	48	−3,52	0,041	7,04	0,038	7,11

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
5325,56	49	−3,43	0,062	7,36	0,057	7,36
5264,80	48	−3,00	0,058	6,85	0,060	6,99
5234,62	49	−2,41	0,116	7,40	0,125	7,44
4993,35	36	−3,54	0,057	7,08	0,062	7,11
4923,92	42	−1,55	0,173	7,20	0,189	7,29
4620,51	38	−3,31	0,074	7,29	0,082	7,22
4508,28	38	−2,47	0,128	7,41	0,152	7,65
4491,40	37	−2,80	0,126	7,71	0,130	7,62
Co I						
6814,96	54	−1,90	0,104	5,39	0,119	5,47
6770,97	54	−1,97	0,114	5,53	0,143	5,77
6678,85	54	−2,68	0,045	5,17	0,063	5,54
6455,00	174	−0,25	0,061	5,04	0,107	5,67
6450,18	37	−1,68	0,183	6,00		
6117,00	37	−2,49	0,054	4,98	0,080	5,37
6093,15	37	−2,44	0,071	5,14	0,080	5,26
5647,24	112	−1,56	0,056	4,74	0,079	5,07
5590,74	90	−1,87	0,062	4,87	0,113	5,58
5530,78	38	−2,06	0,078	4,92	0,111	5,34
5352,05	172	+0,06	0,072	4,95	0,093	5,16
5301,04	39	−2,00	0,081	4,91	0,115	5,40
5212,70	170	−0,11	0,056	4,77	0,074	4,98
4813,48	158	+0,65	0,115	4,85	0,125	4,80
4588,73	15	−2,96	0,077	4,55	0,084	4,66
Ni I						
6842,04	126	−1,58	0,080	6,56	0,090	6,66
6767,78	57	−2,19	0,134	5,94	0,190	6,56
6643,64	43	−2,41	0,144	6,20	0,192	6,67
6598,61	249	−1,13	0,058	6,44	0,058	6,47
6586,32	64	−2,91	0,105	6,29	0,131	6,57
6532,88	64	−3,51	0,068	6,29	0,089	6,59
6327,59	44	−3,19	0,112	6,40	0,133	6,61
6230,11	227	−1,25	0,064	6,52	0,063	6,52
6223,99	228	−1,04	0,064	6,31	0,067	6,37
6204,61	226	−1,15	0,060	6,35	0,068	6,46
6177,25	58	−3,68	0,069	6,37	0,081	6,54
6176,81	228	−0,53	0,106	6,51	0,112	6,46
6175,37	217	−0,72	0,084	6,33	0,095	6,41
6130,40	248	−1,12	0,059	6,52	0,058	6,51
6128,98	42	−3,50	0,081	6,15	0,111	6,59
6111,08	230	−1,05	0,055	6,15	0,064	6,31
6108,13	45	−2,78	0,123	6,19	0,165	6,66
6086,29	249	−0,66	0,079	6,39	0,082	6,37
6007,32	42	−3,49	0,081	6,19	0,098	6,43
5996,74	249	−1,21	0,045	6,34	0,050	6,44
5847,01	44	−3,55	0,083	6,29	0,095	6,43
5805,23	234	−0,77	0,065	6,15	0,068	6,18
5760,85	231	−0,95	0,067	6,28	0,066	6,26
5754,68	68	−2,14	0,144	6,38	0,164	6,44
5748,34	45	−3,44	0,078	6,14	0,101	6,40
5682,20	232	−0,60	0,082	6,20	0,092	6,29
5643,10	259	−1,46	0,025	6,14	0,034	6,37
5641,88	234	−1,20	0,046	6,20	0,050	6,30

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
5637,12	218	−1,00	0,065	6,28	0,078	6,46
5625,33	221	−0,85	0,058	6,04	0,070	6,21
5593,73	206	−0,92	0,068	6,06	0,078	6,18
5589,38	205	−1,33	0,059	6,32	0,054	6,25
5578,73	47	−2,98	0,110	6,27	0,141	6,58
5462,49	192	−0,99	0,075	6,19	0,078	6,20
5435,87	70	−2,58	0,098	6,02	0,124	6,31
5137,07	48	−1,44	0,167	6,04	0,202	6,18
5115,40	177	−0,27	0,106	6,05	0,112	5,97
5084,08	162	−0,14	0,114	5,89	0,128	5,92
5081,11	194	+0,08	0,131	6,22	0,147	6,16
5035,37	143	+0,12	0,158	6,54	0,166	6,28
4998,23	111	−0,88	0,100	6,28	0,092	6,01
4852,56	130	−1,27	0,078	6,24	0,070	6,03
4831,18	111	−0,56	0,106	6,13	0,113	6,07
4807,00	163	−0,70	0,105	6,33	0,100	6,09
Cu I						
5782,13	2	−1,78	0,160	4,86	0,166	4,66
5218,20	7	+0,27	0,096	4,17	0,115	4,15
Zn I						
4810,53	2	−0,17	0,105	4,45	0,087	3,99
4722,16	2	−0,39	0,098	4,43	0,096	4,29
Sr I						
4607,34	2	−0,57	0,127	3,84	0,162	3,54
Y I						
6435,02	2	−0,82	0,026	2,13	0,069	2,79
6222,58	2	−1,70	0,007	2,27	0,014	2,65
5527,56	12	+0,40	0,017	2,31	0,015	2,28
4142,84	5	+0,21	0,080	2,24		
Y II						
6795,41	26	−0,90	0,038	2,18	0,039	2,34
5728,89	34	−1,04	0,023	2,15	0,025	2,36
5402,78	35	−1,41	0,031	2,70	0,030	2,83
5320,78	20	−1,95	0,017	2,03	0,023	2,39
5289,82	20	−1,85	0,019	1,98	0,018	2,09
5200,41	20	−0,57	0,098	1,77	0,107	2,20
5119,11	20	−1,36	0,044	1,97	0,077	2,57
5087,42	20	−0,17	0,100	1,87	0,121	2,19
4883,68	22	+0,07	0,105	1,82	0,125	2,04
4398,01	5	−1,00	0,106	1,90	0,131	2,18
Zr I						
6143,18	2	−1,10	0,036	2,52	0,053	2,79
6140,46	24	−1,32	0,008	2,49	0,018	2,93
6134,57	2	−1,28	0,033	2,56	0,056	2,96
6127,48	2	−1,06	0,035	2,56	0,046	2,75
5955,35	3	−2,12	0,014	2,94	0,010	2,84
5680,90	25	−1,35	0,008	2,59	0,006	2,51
4815,04	44	−0,54	0,024	2,54	0,049	2,98
4809,47		+0,14	0,012	2,61	0,036	3,05
4772,32	43	+0,04	0,042	2,25	0,049	2,98
4739,48	43	+0,23	0,045	2,16	0,074	2,55
Zr II						
6114,80	93	−1,80	0,010	2,72	0,017	3,15

Таблица 2 (окончание)

λ	n	lg gf	β Gem		γ¹ Leo	
			W_λ	lg ε	W_λ	lg ε
5350,36	115	−0,96	0,023	2,55	0,030	2,85
5350,09	115	−1,13	0,027	2,71	0,036	3,04
5112,27	95	−0,59	0,028	2,10	0,035	2,37
4317,32	40	−1,38	0,083	2,92	0,091	3,04
4208,99	41	−0,46	0,096	2,35		
Mo I						
6030,68	5	−0,71	0,012	2,23	0,010	2,21
5570,40	4	−0,56	0,031	2,40	0,034	2,47
Ba I						
6110,78	7	+0,69	0,007	2,12	0,016	2,51
Ba II						
6496,91	2	−0,46	0,169	2,01	0,224	3,22
6141,73	2	−0,16	0,190	2,08	0,220	2,55
5853,69	2	−1,16	0,119	1,99	0,151	2,86
4934,09	1	−0,13	0,276	2,17	0,318	2,50
4554,03	1	+0,19	0,319	1,97	0,344	2,27
La II						
6390,48	33	−1,55	0,030	1,33	0,071	2,12
4804,04	37	−1,00	0,026	0,68	0,049	1,24
4662,51	8	−1,06	0,054	1,01	0,068	1,31
Ce II						
6051,80		−1,43	0,010	1,48	0,014	1,84
6043,39	30	−0,25	0,014	1,57	0,020	1,93
5330,58	13	−0,51	0,030	1,36	0,035	1,63
5274,24	15	−0,06	0,034	1,20	0,054	1,65
4844,87	8	−1,00	0,008	1,24	0,017	1,81
4536,89		+0,22	0,006	1,15	0,020	1,89
4532,49		+0,10	0,004	1,39	0,013	1,97
4484,82		−0,24	0,010	1,39	0,017	1,81
Pr II						
5352,40		−0,63	0,006	0,25	0,024	1,12
5343,89		−0,52	0,006	0,66	0,025	1,52
5322,82	35	−0,30	0,026	0,67	0,035	1,00
5219,03	37	−0,13	0,013	0,49	0,019	0,85
Nd II						
5356,93	80	−0,07	0,014	1,11	0,013	1,22
5314,55		−0,86	0,003	1,20	0,019	1,89
5276,88	81	−0,63	0,012	1,14	0,014	1,36
4817,17		−0,76	0,008	0,96	0,017	1,49
4811,34	3	−1,11	0,045	1,49	0,051	1,56
Sm II						
4854,36	36	−0,74	0,023	0,81	0,025	1,00
4777,85	3	−1,30	0,017	0,81	0,045	1,53
4499,48	23	−0,58	0,014	0,57	0,047	1,11
Eu II						
6645,11	8	+0,10	0,037	0,78	0,072	1,45
Gd II						
4498,28	31	−0,26	0,017	0,40	0,038	1,62
4483,33	62	−0,27	0,016	1,09	0,044	1,82
W I						
4843,81	1	−1,91	0,025	1,99	0,017	1,90

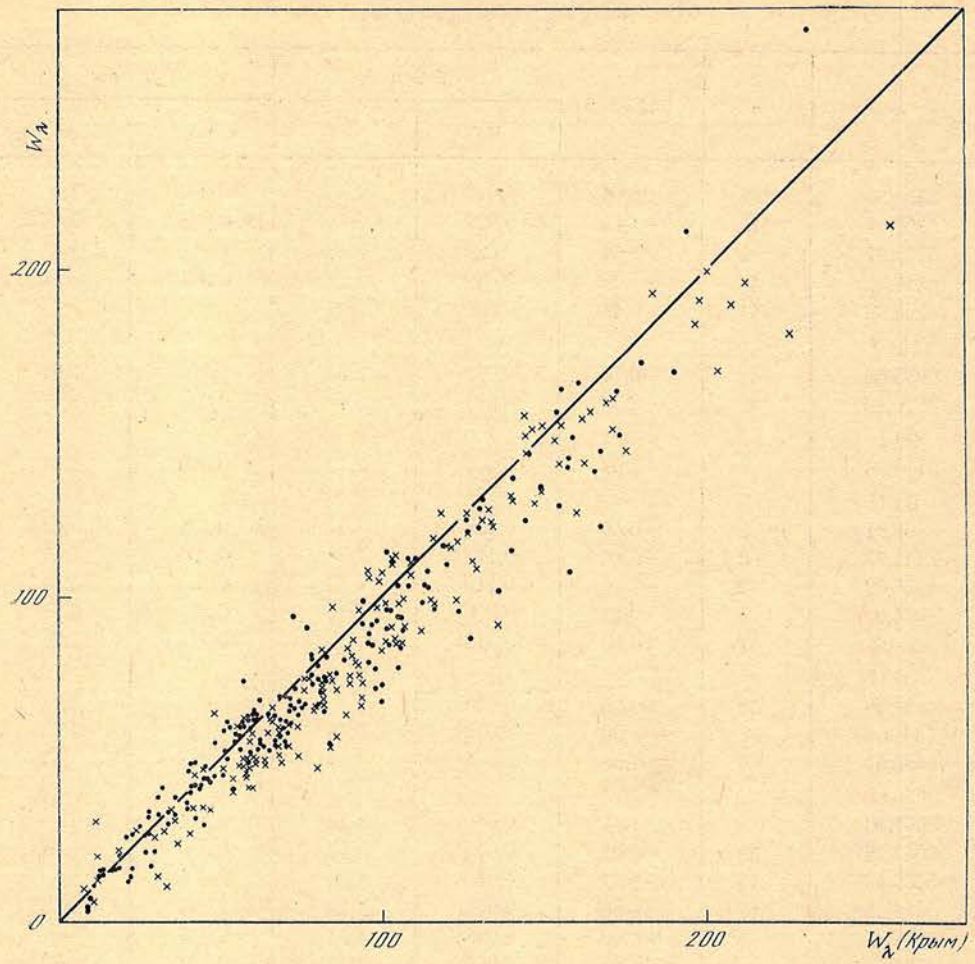


Рис. 1. Сравнение значений W_λ для звезды β Gem, измеренных в Крыму, с результатами [4]

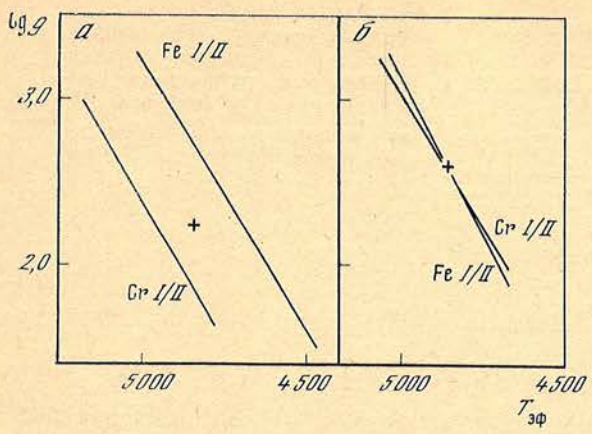
Крестики соответствуют линиям с $\lambda > 5900$ Å, точки — линиям с $\lambda < 5900$ Å

из дальнейшего рассмотрения. Всего было рассмотрено более тысячи линий, из них было выбрано около 500 линий нейтральных и ионизованных атомов для 30 элементов.

Эквивалентные ширины линий поглощения W_λ определялись методом, описанным в [3]. Для линий, выписываемых на регистрограммах с двумя крыльями, W_λ определялись путем измерения площадей контуров этих линий. Для линий, контур которых искажен блендированием соседней линией, эквивалентные ширины определялись иначе. По эквивалентным ширинам неблендированных линий мы строили зависимости величин $\lg W_\lambda$ от глубины линии R. И затем использовали эти зависимости для определения W_λ по глубине для тех линий, контур которых искажен блендированием. Результаты измерения эквивалентных ширин линий по отдельным регистрограммам были затем усреднены и средние значения W_λ приведены в табл. 2. На рис. 1 наши измерения сопоставлены с результатами из [4]. Имеется систематическое различие, не превышающее 10—15 мÅ, уменьшающееся при переходе к слабым линиям.

Выбор моделей атмосфер

Анализ атмосфер двух K-гигантов был проведен по методике, принятой в Крымской астрофизической обсерватории (см., например, [5]). В нашем исследовании мы использовали сетку моделей [6], охватывающих диапазон



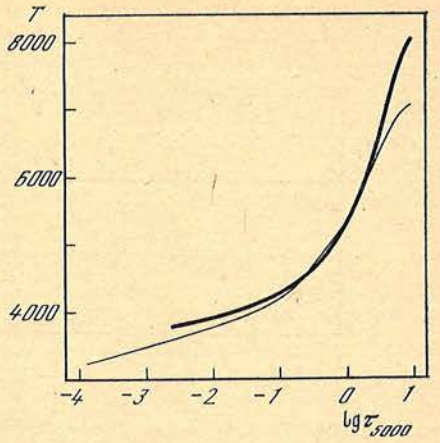


Рис. 2. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести для звезд β Gem (*а*) и γ^1 Leo (*б*)

Крестик соответствует принятой модели

Рис. 3. Распределение температуры в модели [6] с параметрами $T_{эф} = 4840$, $\lg g = 2{,}24$ (жирная линия) и в полуэмпирической модели [8]

температур $T_{эф}$ от 3750 до 6000 К и ускорений сил тяжести $\lg g = 0{,}75 \div 3{,}30$.

Согласно указанной методике для определения параметров модели атмосферы, как правило, применяются три независимых критерия: сопоставление наблюдаемых и теоретических профилей водородных линий, сопоставление наблюдаемых и теоретических распределений энергии в спектре звезды или показателей цвета; расчет ионизационного равновесия. Поскольку мы решили отказаться от детального рассмотрения температурной структуры верхних слоев атмосферы (см. ниже), то первые два из перечисленных критериев не могли быть использованы. Применение лишь одного критерия не позволяет дать одновременное определение $T_{эф}$ и $\lg g$. Однако если сделать предположение, что эффективные температуры звезд *K* 0 III заключены в пределах 4800 ± 150 К (см. [7]), то из расчета ионизационного равновесия для линий Fe и Cr в спектре звезды β Gem (рис. 2, *а*) следует, что $\lg g$ может принимать значения от 1,6 до 2,6. Анализ атмосферы β Gem, выполненный авторами [8], привел к результату $T_{эф} = 4840$ К, $\lg g = 2{,}24$. Эти значения попадают внутрь диапазонов для принятых нами параметров. В связи с этим в дальнейшем расчеты для β Gem мы будем проводить с моделью [6], интерполированной для указанных значений $T_{эф}$ и $\lg g$.

Остановимся несколько подробнее на рассмотрении распределения $T(\tau)$ в этой модели.

Описание температурной структуры верхних слоев атмосферы красных гигантов требует совместного учета влияния молекул (в основном CO и CN) и процессов, связанных с механическим переносом энергии. Так, например, получило развитие построение моделей верхней фотосферы *K*-гигантов полуэмпирическим методом [9]. Однако до тех пор, пока вычисления не укажут, какой из данных процессов является доминирующим, или будет учтено их совместное действие, вопрос о поведении распределения температуры в верхних слоях будет оставаться открытым. На рис. 3 мы сравнили температурное распределение $T(\tau)$ модели [6] и полуэмпирической модели из [8]. Как следует из этого рисунка, уже начиная со слоев $\lg \tau_{5000} \leqslant -1{,}5$ расхождения становятся значительными — величина ΔT превышает 200 К. Основное наше предположение состоит в том, что если анализ ограничить лишь слабыми и умеренными по эквивалентной ширине линиями (т. е. теми, которые образуются достаточно глубоко в атмосфере), а сильными линиями пренебречь, то можно надеяться, что такой анализ будет мало чувствителен к поведению $T(\tau)$ в верхних слоях.

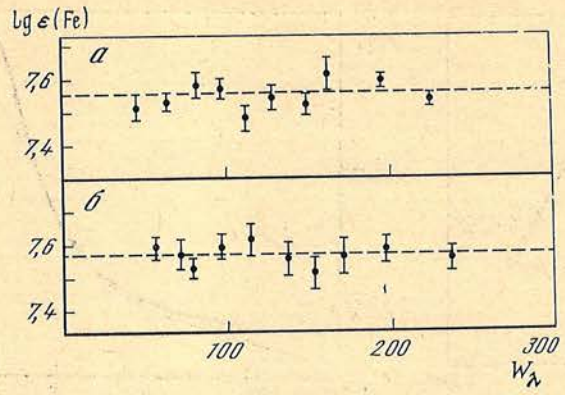


Рис. 4. Среднее содержание железа и среднеквадратичная ошибка для групп линий Fe I в зависимости от величины W_λ для принятых значений микротурбулентности для β Gem (*а*) и γ^1 Leo (*б*)

В слоях с $\lg \tau_{5000} > 0{,}5$ также существуют различия в ходе температуры с глубиной (см. рис. 3). Различия такого вида характерны для моделей, учитывающих конвекцию и не учитывающих ее (см., например, обзор [10]). Действительно, в [8] в качестве исходного приближения была выбрана масштабированная солнечная модель, т. е. модель атмосферы карлика. Затем авторы [8] изменяли лишь структуру самых верхних слоев, оставляя внутренние слои неизменными. Как известно, учет конвекции особенно важен в моделях атмосфер звезд карликов. В атмосферах красных гигантов зона эффективного переноса энергии конвекцией расположена глубже тех слоев, где формируется спектр выходящего излучения.

При расчете ионизационного равновесия для второй исследуемой звезды γ^1 Leo имеется лучшее согласие между результатами, полученными по линиям Cr и Fe (рис. 2, *б*). Отметим, что систематическая ошибка в 0,2dex определения содержания приводит к сдвигу линии ионизационного равновесия примерно на 150 К. Предполагая, что эффективная температура этой звезды также лежит в пределах 4900—4700 К, для $T_{эф} = 4850$ К получим $\lg g = 2{,}6$. На наш взгляд, точность определения $\lg g$ не лучше $\pm 0{,}3$ dex. Это обстоятельство мы будем иметь в дальнейшем в виду при определении химического содержания.

Микротурбулентность

Метод определения микротурбулентности основан на анализе линий с различными эквивалентными ширинами W_λ. Мы использовали слабые и умеренно сильные линии ($W_\lambda \leqslant 220$ мÅ), именно 138 линий Fe I в случае β Gem и 137 линий Fe I для γ^1 Leo, считая, что для этого элемента имеются наиболее надежные определения сил осцилляторов. К тому же только линии Fe I достаточно равномерно заполняют диапазон эквивалентных ширин от 0 до 220 мÅ. Все линии были разбиты на 10 групп в зависимости от величины W_λ. Для каждой линии вычислялось содержание железа $\lg \varepsilon$ (Fe) при различных значениях микротурбулентности — от 0 до 3 км/с. Подбиралось значение ξ_t, при котором средние для групп величины $\lg \varepsilon$ (Fe) совпадали в пределах среднеквадратичной ошибки. Наилучшим образом этому условию удовлетворяет значение $\xi_t = 2{,}0$ км/с для β Gem и $\xi_t = 2{,}5$ км/с для γ^1 Leo (рис. 4). Ошибка определения величины ξ_t по нашей оценке составляет 0,3 км/с.

Химический состав

На основе моделей, соответствующих параметрам, указанным в табл. 3, было произведено определение химического состава атмосфер звезд. Для такого анализа необходимо располагать надежными данными о значениях сил осцилляторов для всех исследуемых линий. В Крымской астрофизической обсерватории на протяжении многих лет ведется работа по сбору и редукции величин *gf*. Так, например, Боярчук и Боярчук [3] опубликовали библиографию для сил осцилляторов и их значения, примененные при анализе трех сверхгигантов класса F. Система сил осцилляторов, принятая нами,

Таблица 3

Звезда	$T_{эф}$, К	lg g	ξ_t, км/с	Звезда	$T_{эф}$, К	lg g	ξ_t, км/с
β Gem	4840	2,24	2,0	γ^1 Leo	4850	2,6	2,5

Таблица 4

Элемент	β Gem		γ^1 Leo		lg $\varepsilon_\odot$	Элемент	β Gem		γ^1 Leo		lg $\varepsilon_\odot$
	Число линий	lg ε	Число линий	lg ε			Число линий	lg ε	Число линий	lg ε	
Li I	1	0,51	1	0,82	1,10	Ni I	44	6,25	44	6,36	6,08
C I	4	8,57	5	9,08	8,61	Cu I	2	4,52	2	4,40	4,24
Na I	7	6,51	7	6,52	6,32	Zn I	2	4,44	2	4,14	4,42
Mg I	5	7,41	6	7,50	7,62	Sr I	1	3,84	1	3,54	2,90
Al I	2	6,51	2	6,49	6,49	Y I	4	2,24	3	2,57	2,24
Si I	12	7,29	12	7,24	7,65	Y II	10	2,04	10	2,32	2,24
Si II	2	7,25	2	7,76	7,55	Zr I	10	2,52	10	2,83	2,56
Ca I	21	6,44	21	6,43	6,36	Zr II	6	2,56	5	2,89	2,56
Sc I	8	2,89	8	3,08	3,05	Mo I	2	2,31	2	2,34	2,10
Sc II	11	2,91	11	3,06	3,00	Ba I	1	2,12	1	2,51	2,40
Ti I	30	5,01	30	5,12	4,86	Ba II	5	2,04	5	2,68	2,40
Ti II	12	4,90	12	5,02	4,82	La II	3	1,01	3	1,56	1,13
V I	32	4,12	32	4,64	4,04	Ce II	8	1,35	8	1,82	1,59
V II	5	4,18	5	4,50	4,21	Pr II	4	0,52	4	1,12	0,83
Cr I	16	5,61	16	5,57	5,61	Nd II	5	1,18	5	1,50	1,26
Cr II	7	5,65	7	5,67	5,50	Sm II	3	0,73	3	1,21	1,06
Mn I	20	5,79	20	5,71	5,35	Eu II	1	0,78	1	1,45	0,70
Fe I	138	7,54	137	7,56	7,55	Gd II	2	0,75	2	1,72	1,12
Fe II	18	7,30	18	7,39	7,56	W I	1	1,99	1	1,90	0,98
Co I	15	5,05	14	5,29	4,55						

для многих элементов опирается на эти результаты. Однако со времени публикации [3] в литературе появились новые данные об измерениях gf и времен жизни атомов в возбужденном состоянии. Нами были сделаны необходимые изменения и уточнения, сами значения lg gf приведены в табл. 2.

Результаты определения содержания элементов в атмосферах β Gem, γ^1 Leo, а также химический состав атмосферы Солнца приведены в табл. 4. Содержания элементов даны в шкале, в которой, как обычно, для водорода принято lg ε (H) = 12,0. На рис. 5 представлено сопоставление химического состава атмосфер исследуемых звезд и Солнца:

$$\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon (\mathrm{El})_* - \lg \varepsilon (\mathrm{El})_\odot.$$

Анализ табл. 4 и рис. 5 позволил нам сделать следующие заключения.

1. В спектрах β Gem и γ^1 Leo наблюдаются линии двух стадий ионизации следующих девяти элементов; Si, Sc, Ti, V, Cr, Fe, Y, Zr, Ba. За исключением Si и V, у γ^1 Leo имеется достаточно хорошее согласие между содержаниями, определенными по нейтральным элементам и ионам.

2. Определенное нами содержание лития по эквивалентной ширине бленды λ 6708 Å можно рассматривать лишь как верхний предел. Среди других легких элементов обращает на себя внимание избыток C у γ^1 Leo и дефицит Si в атмосферах обеих звезд.

3. Содержание элементов группы железа, по-видимому, близко к солнечному (за исключением Mn) у β Gem и несколько выше солнечного у γ^1 Leo. Содержание железа в атмосферах и β Gem, и γ^1 Leo соответствует солнечному значению. Обе звезды имеют значительный избыток Co. Однако трудно настаивать на величине этого избытка до тех пор, пока не будут учтены данные о сверхтонкой структуре для большинства исследуемых линий Co. Это замечание относится и к другим элементам, линии которых обладают

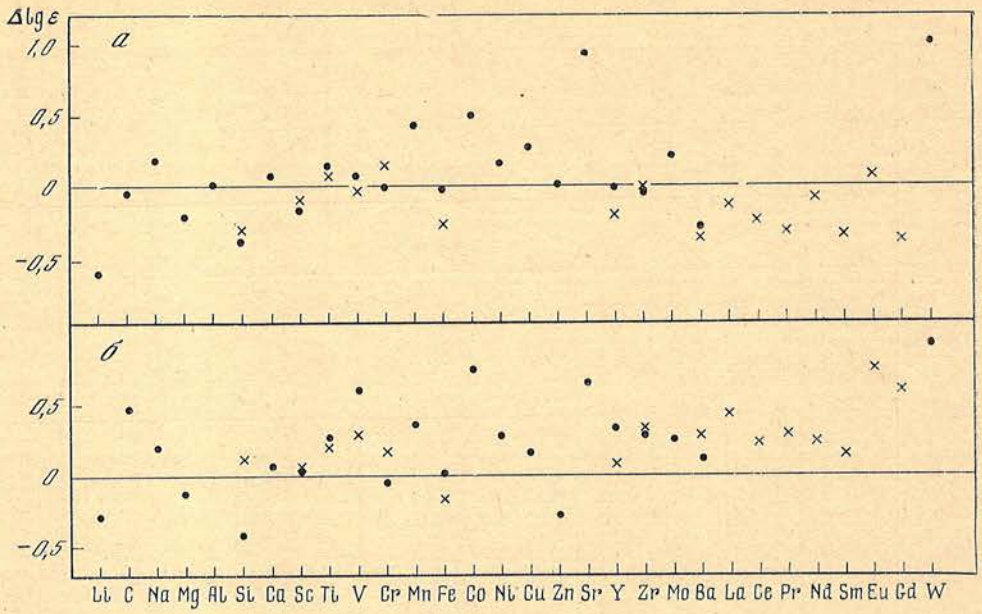


Рис. 5. Сравнение содержания элементов в атмосферах β Gem , γ^1 Leo и Солнца

сверхтонкой структурой. Поскольку влияние сверхтонкой структуры часто рассматривают как действие «дополнительной» микротурбулентности [11], то можно надеяться, что наименее подверженными влиянию сверхтонкой структуры окажутся слабые линии. При этом расчет величин lg ε для Mn и Co по линиям с $W_\lambda < 80$ позволяет понизить избыток этих элементов лишь на 0,23 и 0,14 для β Gem и на 0,03 и 0,09 для γ^1 Leo.

4. В связи с тем, что содержание Sr определялось по одной линии, мы не можем уверенно говорить о величинах избытка этого элемента. Барий и редкоземельные элементы находятся в небольшом дефиците по отношению к солнечным значениям в атмосфере β Gem и в небольшом избытке в атмосфере γ^1 Leo. Можно заподозрить избыток W в атмосферах этих звезд.

5. Мы провели сравнение наших результатов для β Gem с определениями, опубликованными в [8]. Различия, на наш взгляд, носят и систематический, и случайный характер. Систематические могут возникнуть из-за различия в эквивалентных ширинах (см. рис. 1) и структуре применяемых моделей атмосфер, в то время как случайные обусловлены силами осцилляторов, учетом сверхтонкой структуры и в некоторых случаях, возможно, даже различием в наборах линий.

Авторы благодарны Л. С. Любимкову за ценные советы, а также Г. Н. Шараповой и Е. И. Жигалкиной за помощь в обработке наблюдательного материала.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest: NBS Techn. note. Wash., 1959, N 36.
2. *Moore Ch. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.* The Solar spectrum 2935—8770 Å. NBS Monograph 61. Wash.: US Govern. Print. Off., 1966.
3. *Боярчук А. А., Боярчук М. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 63, с. 66—85.
4. *Ruland F., Griffin R., Griffin R.* et al.— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1980, vol. 42, p. 391—401.
5. *Любимков Л. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 44—53.
6. *Bell R. A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A.*— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1976, vol. 23, p. 37—95.
7. *Böhm-Vitenze E.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1981, vol. 19, p. 295—318.
8. *Ruland F., Holweger H., Griffin R.* et al.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 92, p. 70—85.
9. *Desikachary K., Gray D. F.*— Astrophys. J., 1978, vol. 226, p. 907—922.
10. *Любимков Л. С.*— Астрофизика, 1975, т. 11, с. 703—739.
11. *Abt H. A.*— Astrophys. J., 1952, vol. 115, p. 199—205.

УДК 523.8

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРЫ «МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ» ЗВЕЗДЫ СИРИУС

И. С. Саванов

На основании наблюдений [8] методом моделей атмосфер изучен химический состав атмосферы «металлической» звезды, входящей в систему Сириус. С параметрами атмосферы $T_{эф} = 10150$ К, $\lg g = 4{,}3$ [9] и $\xi_t = 2{,}0$ км/с определены содержания 26 элементов (табл. 1, рис. 1). Аномалии химического состава сопоставлены с результатами для некоторых других Am-звезд.

CHEMICAL COMPOSITION OF ATMOSPHERE OF «METALLIC-LINE» STARS SIRIUS, by *I. S. Savanov*.— Using the observational data [8] and model atmosphere method, the chemical composition of «metallic-line» star Sirius A is found. The abundances of 26 elements have been obtained with $T_{ef} = 10150$ K, $\lg g = 4{,}3$ [9] and $\xi_t = 2{,}0$ km/s (table 1, fig. 1). The established chemical composition is compared with the results for several other Am-stars.

Целью настоящего исследования является определение химического состава атмосферы Сириуса А (α CMa) методом моделей атмосфер. Как известно, Сириус является двойной звездой, состоящей из яркой звезды A1 V и слабой — белого карлика. Основные параметры этой двойной системы и ее эволюционный статус приведены, например, в [1, 2]. В дальнейшем изложении речь будет идти только об атмосфере яркого компонента, который, как показали исследования [2—4], по химическому составу атмосферы является «металлической» звездой.

В литературе имеется ряд результатов измерений эквивалентных ширин линий в спектре Сириуса А [2, 5—7]. В проведенном анализе были использованы данные Коля [8]. Они получены по наблюдениям с обратной дисперсией от 0,8 до 1,5 Å/мм (10 Å/мм в инфракрасной области спектра), однородны и охватывают спектральный диапазон от 3100 до 8860 Å. Последующие наблюдения Белла и Дрилинга [9] с ретиконом (отношение сигнала к шуму 900 и выше; разрешение 0,2—0,3 Å) избранных линий Fe I, Fe II и Ti II в спектре Сириуса показали их хорошую сходимость с результатами Коля. Средняя разность (Коль—Белл, Дрилинг) величин $\lg W_\lambda/\lambda$ составляет 0,02 dex согласно [9].

Проблема выбора параметров модели атмосферы Сириуса подробно обсуждена в [9].

Сопоставлением наблюдаемых и теоретических абсолютных и относительных потоков, показателей цвета и профилей бальмеровских линий были получены следующие величины:

$$T_{эф} = 10150 \pm 300 \text{ К}, \qquad \lg g = 4{,}30 \pm 0{,}10.$$

Микротурбулентная скорость ξ_t оценивалась из анализа линий Fe I, Fe II и Ti II. К сожалению, ни один из этих элементов не имеет достаточного количества сильных линий для надежного определения ξ_t. Так, например, для линий Fe I можно лишь заключить, что микротурбулентность может находиться внутри диапазона 1,5—2,5 км/с.

Условию отсутствия хода содержания $\lg \varepsilon$ от эквивалентной ширины W_λ для линий Fe II наилучшим образом удовлетворяет значение ξ_t, равное 1,6 км/с, в то же время для Ti II — 2,5 км/с. Предыдущие исследования [1, 3, 4, 9] также дают значение ξ_t, заключенное в интервале 1,5—3,0 км/с. В связи с этим было принято, что величина микротурбулентности лежит в пределах $2{,}0 \pm 0{,}5$ км/с, и содержания элементов были определены со значением $\xi_t = 2{,}0$ км/с.

Для анализа химического состава атмосферы Сириуса из списка, опубликованного в [8], были отобраны линии, для которых имеются хорошие опре-

Элемент	Сириус		Солнце $\lg\varepsilon_\odot$	Элемент	Сириус		Солнце $\lg\varepsilon_\odot$	Элемент	Сириус		Солнце $\lg\varepsilon_\odot$
	$\lg\varepsilon$	Число линий			$\lg\varepsilon$	Число линий			$\lg\varepsilon$	Число линий	
Na I	6,89	2	6,28	Cr II	6,26	25	5,60	Sr II	3,92	1	2,90
Mg I	7,73	5	7,60	Mn I	6,30	6	5,55	Y II	3,49	7	2,24
Si II	7,60	9	7,55	Fe I	8,07	66	7,55	Zr II	3,86	10	2,56
P II	6,25	1	5,59	Fe II	8,04	42	7,56	Ba II	3,83	2	2,40
S I	7,91	3	7,20	Co I	5,86	1	4,60	La II	2,79	6	1,13
S II	8,00	2	7,20	Ni I	7,12	19	6,08	Ce II	3,44	2	1,55
Ca I	6,41	2	6,36	Ni II	7,13	3	6,21	Nd II	2,78	1	1,23
Sc II	3,31	2	3,05	Cu I	5,17	1	4,16	Eu II	2,21	2	0,70
Ti II	5,37	40	4,85	Zn I	5,69	2	4,60	Gd II	2,65	1	1,10
V II	4,75	13	4,00								

деления сил осцилляторов и которые, как правило, использовались нами ранее при анализе атмосфер других «металлических» звезд.

В таблице приведено среднее содержание элементов в атмосфере Сириуса. В четвертом столбце этой таблицы указаны значения $\lg\varepsilon_\odot$ для солнечной атмосферы в той же системе сил осцилляторов.

На рис. 1 представлено различие в химическом составе атмосфер Сириуса и Солнца: $\Delta\lg\varepsilon = \lg\varepsilon_* - \lg\varepsilon_\odot$. Наши определения дополнены результатами для Be и B [10] и C, N, O [11]. Соответствующие величины $\lg\varepsilon_\odot$ для этих элементов были опубликованы в [12—14]. Как следует из рис. 1, легкие элементы бериллий и бор находятся в значительном дефиците, для бора величина $\Delta\lg\varepsilon$ достигает —3,6 dex. С ростом атомного номера разность $\Delta\lg\varepsilon$ увеличивается. Если содержание кислорода и углерода еще ниже солнечного, то азот имеет содержание уже чуть выше солнечного. Имеется заметный избыток натрия. Содержание кальция и скандия чуть выше солнечных значений; как отмечалось в [15], такое поведение Ca, Sc характерно для горячих Am-звезд. Монотонное увеличение $\Delta\lg\varepsilon$ нарушается в случае железа, однако и его содержание повышено примерно на 0,5 dex по отношению к солнечному (в атмосфере Сириуса мы имеем наибольший избыток Fe по сравнению с тем, что встречается для исследованных нами ранее более холодных Am-звезд). Более чем на порядок увеличены содержания Sr, Y и Zr. Наибольшего значения достигает величина $\Delta\lg\varepsilon$ для элементов группы лантана. Наиболее надежно определяется избыток La (по шести линиям). Средняя величина (взвешенная по числу линий) $\Delta\lg\varepsilon$ (R. E.) для редкоземельных элементов равна 1,66.

Интересно сопоставить аномалии химического состава атмосферы Сириуса с результатами для некоторых других Am-звезд. На рис. 2 представлено сравнение величин

$$[\Delta\lg\varepsilon] = \Delta\lg\varepsilon\,(\mathrm{El}) - \Delta\lg\varepsilon\,(\mathrm{Fe})$$

для звезд α CMa, 16 Ori [16] и 43 Peg [17]. Из рассмотрения рис. 2 можно сделать следующие выводы.

1. Имеется согласие в общем характере роста величин $[\Delta\lg\varepsilon]$ с увеличением атомного веса.

2. Имеется достаточно хорошее согласие в аномалиях элементов тяжелее Ti для трех звезд. Отметим, что эффективные температуры звезд 16 Ori и α CMa различаются на 2250 K. Третья звезда, 43 Peg, имеет близкую к α CMa эффективную температуру ($T_{эф}$=9800 K), однако величины ускорения силы тяжести $\lg g$ различаются у них на 0,5 dex.

3. Наибольшие различия аномалий наблюдаются среди легких элементов. Можно заподозрить, что именно эти элементы наиболее чувствительны к изменениям физических условий в атмосферах звезд.

4. Разброс аномалий от звезды к звезде для элементов тяжелее Co ненамного превосходит разброс для элементов группы железа, содержания которых определяются с наибольшей точностью.

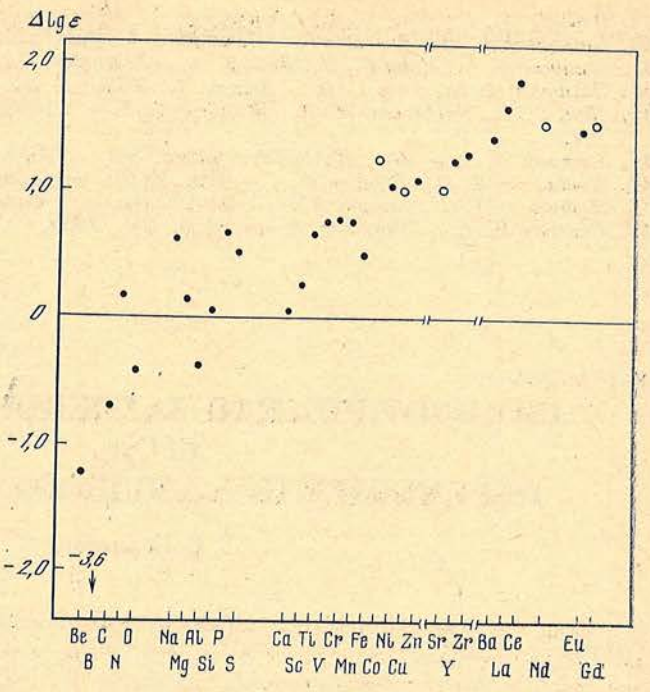


Рис. 1. Сравнение химического состава атмосфер Сириуса и Солнца

Светлые кружки соответствуют определениям, выполненным по одной линии. Содержания элементов от бериллия до кислорода заимствованы из литературных данных (см. текст)

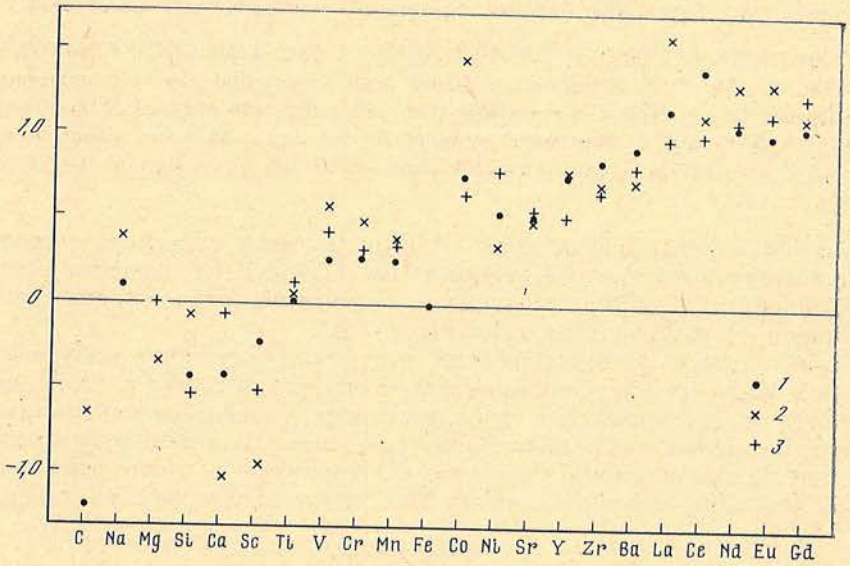


Рис. 2. Сравнение химического состава (нормированного к железу) атмосфер трех «металлических» звезд: α CMa (*1*), 16 Ori (*2*), 43 Peg (*3*) и Солнца

5. Для элементов, расположенных последовательно в третьем периоде таблицы Менделеева, наблюдается двойная «волна» в величинах [Δ lg ε] с максимумами для V и Co и минимумом для Fe.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Kohl K.*— Ztschr. Astrophys., 1964, Bd. 60, S. 115—164.
2. *D'Antona F.*— Astron. and Astrophys., 1982, vol. 114, p. 289—296.
3. *Боярчук А. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1963, т. 29, с. 219—238.
4. *Strom S. E., Gingerich O., Strom K. M.*— Astrophys. J., 1966, vol. 146, p. 880—913.
5. *Боярчук А. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1962, т. 28, с. 123—134.
6. *Aller L. H.*— Astrophys. J., 1942, vol. 96, p. 321—343.
7. *Wallerstein G., Stone Y. H., Williams J. A.*— Astrophys. J., 1962, vol. 135, p. 459—473.
8. *Kohl K.* Das Spectrum des Sirius λλ 3100—8863 Å. Kiel: Inst. Theor. Physik und Sternwarte der Universität Kiel, 1964. 39 S.

9. *Bell R. A., Dreiling L. A.*— Astrophys. J., 1981, vol. 248, p. 1031—1042.
10. *Boesgaard A. M., Praderie F.*— Astrophys. J., 1981, vol. 245, p. 219—225.
11. *Lambert D. L., Roby S. W., Bell R. A.*— Astrophys. J., 1982, vol. 254, p. 663—669.
12. *Shipman H. L., Auer L. H.*— Astron. J., 1979, vol. 84, p. 1756—1762.
13. *Kohl J. L., Parkinson W. H., Withbroe G. L.*— Astrophys. J., 1977, vol. 212, L. 101—104.
14. *Lambert D. L.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 182, p. 249—273.
15. *Любимков Л. С., Саванов И. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 3—12.
16. *Любимков Л. С., Саванов И. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68, с. 121—133.
17. *Саванов И. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 144—152.

УДК 524.338.3

СИМБИОТИЧЕСКАЯ ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННАЯ CI Cyg. ПЕРЕМЕННОСТЬ ХОЛОДНОГО КОМПОНЕНТА

Т. С. Белякина

Показано, что холодный компонент в затменной системе CI Cyg является переменным амплитуда колебаний его блеска $\Delta V \leqslant 0^m,4$, время переменности 40—60 сут. Известно, что этот компонент классифицирован как гигант M4 III [1]. Поэтому его можно отнести к красным полуправильным переменным типа SR согласно классификации [7].

SYMBIOTIC ECLIPSING BINARY STAR CI Cyg. THE COLD COMPONENT VARIABILITY, by *T. S. Belyakina.*— It has been shwon that the cold component of CI Cyg eclipsing binary system is a variable star. The amplitude of its brightness variations is about $\Delta V \leqslant 0^m,4$ within the time interval of 40—60 days. This component being the red giant M4 III [1] can be attributed as SR type variability according to GCVS classification [7].

Симбиотическая переменная CI Cyg является системой, состоящей из холодного гиганта, горячей звезды и газа [1]. У нее наблюдаются и вспышки, обусловленные горячим компонентом, и затмения, когда холодный компонент закрывает от наблюдателя горячий [1—3].

Значительный фотометрический материал, регулярно получаемый для CI Cyg в Крымской астрофизической обсерватории с 1973 г. [2, 4], позволил выделить колебания блеска еще одного вида. Они имеют максимальную амплитуду в полосе пропускания фильтра V, несколько меньшую в фильтре B, и совсем не проявляются в фильтре U. Характерное время этих колебаний 40—60 сут. Они хорошо видны на рис. 1, где нанесены UBV-измерения CI

Таблица 1

J. D. 2445000+	V	$B-V$	$U-B$	J. D. 2445000+	V	$B-V$	$U-B$
408,57	$10^m,90$:	$1^m,31$:	$-0^m,25$:	553,39	$10^m,83$	$1^m,27$	$-0^m,38$
437,51	10,95:	1,24:	−0,36:	562,38	10,81	1,27	−0,40
465,41	10,82	1,25	−0,34	578,28	10,72	1,30	−0,37
466,43	10,80	1,30	−0,33	582,30	10,69	1,36	−0,36
470,43	10,78	1,41	−0,46	584,26	10,68	1,35	−0,34
490,37	10,73	1,33	−0,41	589,29	10,69	1,33	−0,34
514,40	10,78	1,35	−0,45	605,23	10,76	1,29	−0,38
516,36	10,76	1,29	−0,36	619,21	10,80	1,25	−0,40
523,38	10,72	1,32	−0,38	637,19	10,74	1,35	−0,35
526,40	10,68	1,35	−0,40	646,19	10,80	1,31	−0,36
528,37	10,70	1,32	−0,35	663,18	10,85:	1,28:	−0,41:
530,39	10,71	1,33	−0,38	664,17	10,83	1,26	−0,39
552,38	10,83	1,28	−0,45	673,17	10,80	1,31	−0,35

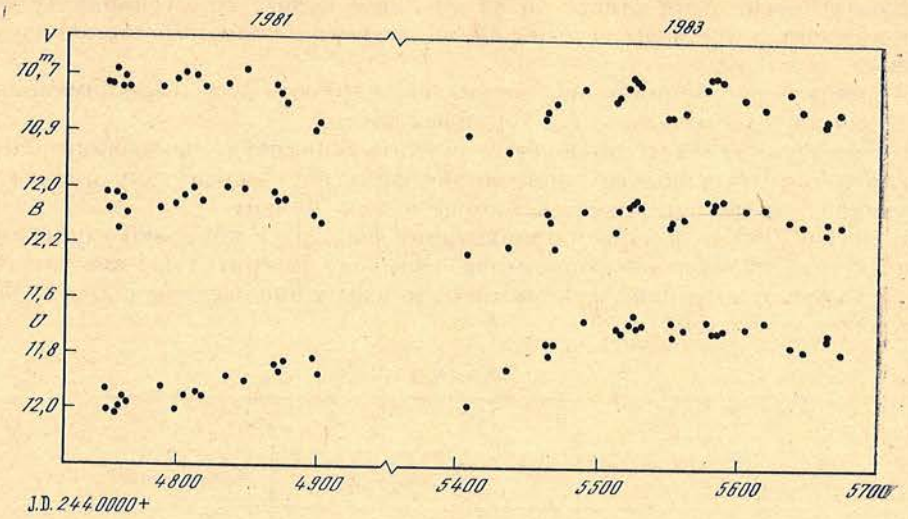


Рис. 1. Изменения блеска CI Cyg в 1981 и 1983 гг.

Cyg, выполненные на 64-см менисковом телескопе Крымской астрофизической обсерватории в 1981 г. [4] и 1983 г. Последние представлены здесь в табл. 1. В эти периоды отсутствовали значительные изменения яркости CI Cyg, такие, как вспышки и затмения. Поэтому лучше заметны небольшие колебания блеска.

Из рис. 1 видим, что и амплитуды этих колебаний, и продолжительность непостоянны.

Поскольку они больше проявляются в более длинноволновом изучении, то естественно предположить, что эти колебания обусловлены переменностью красного компонента CI Cyg. ИК-фотометрия также свидетельствует в пользу такого предположения [5]. Однако недостаточное количество данных не позволило авторам определить временну́ю характеристику этой переменности.

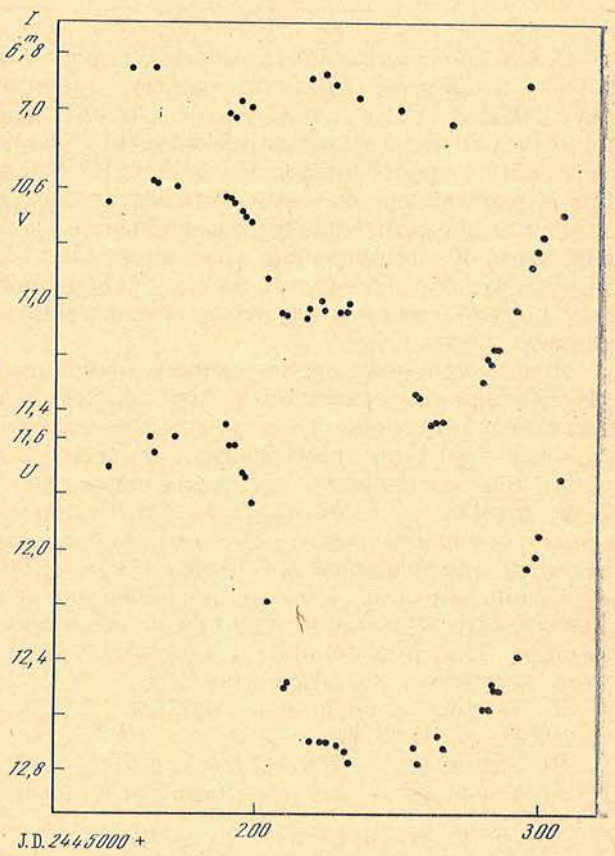


Рис. 2. Изменение блеска CI Cyg в 1982 г.

Убедительным подтверждением этому служат также наблюдения CI Cyg, выполненные в 1982 г. в Крыму одновременно на 64-см менисковом телескопе в системе, близкой *UBV*, и на 125-см рефлекторе АЗТ-11 в системе, близкой *UBVRI* [6].

На рис. 2 представлена только часть этих наблюдений, а именно, *I*, *V*, *U*— кривые блеска. В 1982 г. произошло очередное затмение в системе CI Cyg, что хорошо видно на приведенных кривых блеска: оно проявляется на *U* и

V-кривых блеска и не влияет на излучение в полосе пропускания I. Этим подтверждается тот факт, что во время затмения холодный компонент закрывает горячий.

В минимуме затмения произошло падение яркости холодного компонента, что сразу же проявилось на I и V-кривых блеска.

Наблюдения 1982 г. позволяют оценить амплитуду колебаний блеска красного гиганта в полосе пропускания фильтра V, поскольку именно его излучение определяет яркость системы в этот момент.

В 1981 и 1983 гг. в полосу пропускания фильтра V попадают также излучения и газа, и горячего компонента. Согласно Боярчуку [1] вне затмения вклад холодного компонента в суммарное излучение системы с $\lambda = 0{,}55$ нм составляет около 80%.

Таблица 2

Полоса пропускания	Δm_λ	
	наблюдаемое	вычисленное
I ($\lambda_{эф}$=0,83 нм) [6]	$0^m{,}2$	$0^m{,}25$
V ($\lambda_{эф}$=0,53 нм)	0,4	0,4

Переменность красного компонента может быть обусловлена пульсациями. В табл. 2 приведены результаты вычислений амплитуды колебаний в фильтрах I ($\lambda_{эф} = 0{,}83$ нм) и V ($\lambda_{эф} = 0{,}53$ нм), если принять, что распределение энергии в спектре холодного компонента можно представить излучением абсолютного черного тела с $T_C = 3000$ К. Уменьшение этой температуры на 115 К дает набор значений, близких к наблюдаемым.

Таким образом, холодный компонент в системе CI Cyg является переменной звездой с амплитудой колебаний $\Delta V \leqslant 0^m{,}4$ и временем переменности 40—60 сут. Это значит, что по типу переменности его можно отнести к красным полуправильным гигантам, обозначаемым SR в Общем каталоге переменных звезд [7].

Можно приблизительно оценить возможные изменения размеров звезды, обусловленные пульсациями. Предполагаем, что при этом болометрическая светимость постоянна. Тогда простые вычисления показывают, что изменения радиуса холодного компонента составят 0,2 $R_{хол.к}$. Если принять $R_{хол.к} = 100\ R_\odot$, то скорость движения вещества, обусловленная пульсациями, будет 8 км/с, а если $R_{хол.к} = 200\ R_\odot$, то скорость будет 16 км/с. А эта величина сопоставима с орбитальной скоростью движения холодного компонента, определенной по головам полос TiO [8].

Можно оценить величины изменения радиуса и температуры звезды в результате пульсаций, и не предполагая постоянства болометрической светимости. Такую возможность дает знание амплитуд колебаний излучения для двух различных участков длин волн.

В данном случае известно, что $\Delta V \leqslant 0^m{,}4$ ($\lambda_{эф} = 0{,}53$ нм) и $\Delta I \leqslant 0^m{,}2$ ($\lambda_{эф} = 0{,}83$ нм).

Исходя из $L_\lambda \approx R^2 B_\lambda\ (T)$ и $\Delta B_\lambda / B_\lambda = \varphi\ (\lambda,\ T)\ \Delta T/T$, где B_λ — функция Планка, $\varphi\ (\lambda,\ T)$ — некая функция от длины волны и температуры, получаем

$$\Delta R/R = -{}^1/_2\ [0{,}92\ \Delta I + 5{,}80\ \Delta T/T],$$

$$\Delta R/R = -{}^1/_2\ [0{,}92 \Delta V + 9{,}05 \Delta T/T].$$

Отсюда $\Delta T/T = -0{,}056$ и $\Delta R/R = 0{,}072$. По сравнению с предыдущим случаем получаем, что ΔT больше в 1,5 раза, а ΔR меньше почти в 3 раза. И соответственно скорость движения вещества в пульсациях будет значительно ниже.

Существует и другая возможность для объяснения рассматриваемых колебаний блеска.

В теоретическом исследовании переменности одиночных красных гигантов [9] авторы пришли к выводу, что колебания блеска могут быть обусловлены появлением на поверхности звезды больших конвективных зон, размеры которых сравнимы с радиусом звезды. Они получили, что разность температур между пятном и окружающей поверхностью может достигать 400 К. А это обеспечивает амплитуду 0^m75. И, главное, подобный механизм обусловливает существование периода колебаний, равного 40 сут.

В заключение автор выражает глубокую благодарность доктору В. Пиирола за предоставление наблюдений CI Cyg, выполненных на АЗТ—11, Ю. С. Ефимову, Н. И. Бондарь, М. Н. Ловкой, Н. И. Меркуловой и Н. Н. Петровой за помощь в наблюдениях; Р. Е. Гершбергу, О. Г. Тарановой и Н. М. Шаховскому за полезные обсуждения, Н. В. Краснобабцевой и В. Т. Жоголевой за подготовку иллюстративного материала.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Боярчук А. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, т. 39, с. 124—139.
2. *Белякина Т. С.*— Изв. Крым астрофиз. обс., 1979, т. 59, с. 133—142.
3. *Пучинскас А.*— Бюл. Вильнюс. астрофиз. обс., 1972, № 33, с. 50—54.
4. *Белякина Т. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68, с. 108—114.
5. *Таранова О. Г.*, *Юдин Б. Ф.*— Астрон. журн., 1981, т. 58, с. 1051—1056.
6. *Piirola V.*— Astron. and Astrophys., 1973, vol. 27, p. 383—388.
7. *Холопов П. Н.*, *Самусь И. Н.*, *Горанский В. П.* и др. Общий каталог переменных звезд. М.: Наука, 1985, т. 1.
8. *Iijima T.*— Astron. and Astrophys., 1982, vol. 116, p. 210—216.
9. *Antia H. M.*, *Chitra S. M.*, *Narashimha D.*— Astrophys. J., 1984, vol. 282, p. 574—583.

УДК 520.827

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ДВУХЦВЕТНЫЕ ДИАГРАММЫ В ШИРОКОПОЛОСНОЙ СИСТЕМЕ *UBVRIJHKLM* ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. Х. Миникулов

Разработана программа по вычислению колориметрических характеристик непрерывного и линейчатого излучения водородного газа в широкополосной *UBVRIJHKLM*-системе. Вычислены показатели цвета для следующих параметров газа: $T_e = 10000$ К, $T_* = 3000$ К, 5000 К, $N_e = 10^8$, 10^{10}, 10^{12} см$^{-3}$, $W = 0{,}5$; 0,1; 0,01; 0,001; $\lg \beta_{12} = 0$, -2, -3, -4, -5, -6, -7, -8. Рассмотрены различные двухцветные диаграммы с целью поиска наиболее эффективных для разделения излучения газа от излучения пыли. Такими системами являются $(U-B, V-R)$, $(V-R, B-V)$, $(B-V, H-K)$ и $(H-K, K-L)$.

THEORETICAL TWO-COLOUR DIAGRAMS IN BROAD-BAND *UBVRIJHKLM*-SYSTEM FOR DIFFERENT SOURCES OF RADIATION, by *N. H. Minikulov*.— A program to compute colorimetric characteristics of continuous and linear radiation of hydrogen gas in broad-band *UBVRIJHKLM*-system has been developed. Colour indices were calculated for $T_e = 10^4$ K, $T_* = 3\cdot10^3$ K, $5\cdot10^3$ K, $N_e = 10^8$, 10^{10}, 10^{12}, $W = 0.5$, 0.1, 0.01, 0.001 and $\lg \beta_{12} = 0$, -2, -3, -4, -5, -6, -7, -8. The most reliable diagram to separate gaseous radiation from that of dust has been searched for using different two-colour diagrams. The following systems appeared to be the most effective: $(U-B, V-R)$, $(V-R, B-V)$, $(B-V, H-K)$ and $(H-K, K-L)$.

Введение

Многоцветная фотометрия, проводимая в широком диапазоне длин волн, существенно дополняет спектральные наблюдения распределения энергии в спектрах различных звезд. Ценным свойством такой фотометрии является ее информативность и диагностичность. Применение многоцветной фотометрии, например, к молодым звездам раскрывает физические характеристики излучающих в этих объектах газа и пыли.

В вопросе интерпретации наблюдений большую роль играют теоретические двухцветные диаграммы для различных источников излучения. Одним из часто применяемых источников излучения является абсолютно черное тело (АЧТ), которое при высокой температуре приближенно описывает излучение звезды и при низкой температуре — приближенно излучение пыли.

Возвращаясь к теоретическим двухцветным диаграммам, отметим, что их применение нацелено на диагностику различных механизмов излучения, Например, традиционная $U - B$, $B - V$-диаграмма применялась В. П. Грининым и В. В. Соболевым [1], Р. Е. Гершбергом и Л. Луудом [2] для анализа вспышек звезд UV Кита.

В инфракрасной (ИК) области спектра Алленом [3] рассмотрена теоретическая двухцветная диаграмма $H - K$, $K - L$ для анализа механизма излучения оболочек звезд раннего спектрального класса с эмиссионными линиями и природы их ИК-избытков. Аналогичная диаграмма для звезд типа Т Тельца и природы их ИК-избытков применялась Кохеном и Кухи [4]. ИК двухцветная диаграмма $J - H$, $H - K$ впервые применена Ридгреном [5] для выделения эффектов межзвездного покраснения и ИК-эмиссии оболочек звезд типа Т Тельца. Диаграмма $K - L$, $V - R$ приводится Мендозой [6] для разделения молодых звезд от нормальных звезд главной последовательности. Все это относится к широкополосной фотометрической системе. Аналогичные полезные свойства имеет среднеполосная фотометрическая система, разработанная в Вильнюсской обсерватории [7], которая является оптимальным вариантом для разделения звезд всех спектральных классов, светимостей и покраснений.

Таким образом, основная цель, преследуемая нами в применении широкополосной *UBVRIJHKLM*-системы для различных источников излучения, состоит в выборе наиболее эффективных двухцветных диаграмм, способных отделить излучение газа от излучения пыли.

Программа вычислений

Излучение водородного газа проявляется в непрерывной эмиссии (в континууме) и в линии. Эти процессы можно описать объемными коэффициентами излучения в следующем виде:

$$\varepsilon = \varepsilon(\nu)_{ff} + \varepsilon(\nu)_{fb} + \varepsilon(\nu)_{H^-} + \varepsilon_{ik},$$

где первый член соответствует объемному коэффициенту излучения свободно-свободных переходов, второй — свободно-связанных, третий — излучению отрицательным ионом водорода и четвертый — излучению в линии.

Для численного описания водородного газа по приведенной формуле мы использовали программы по вычислению непрерывной и линейчатой эмиссии водорода [8, 9], состояние которой определяется пятью независимыми параметрами: электронной температурой T_e, электронной концентрацией N_e, температурой звезды T_*, коэффициентом дилюции W и вероятностью выхода L_α-кванта β_{12}. Первая программа была расширена включением системы широкополосных *RIJHKLM*-фильтров. Кривые реакции широкополосных *UBVRIJHKLM*-фильтров даны В. Страйжисом [7] и Джонсоном [10]. Во вторую программу нами было введено несколько небольших изменений по ускорению сходимости величин мензеловских множителей b_i и по включению в программу вычисления объемного коэффициента излучения в линии высших субординатных серий водорода. После названных изменений и дополнений эти две программы были объединены. В результате мы получили

программу для вычисления колометрических характеристик водородного газа в широкополосной *UBVRIJHKLM*-системе.

Калибровка названных фотометрических полос проведена по абсолютному распределению энергии в спектре α Lyr, основанному на спектрофотометрических данных В. И. Бурнашева [11] и модельных данных Куруча [12]. Спектрофотометрические наблюдения α Lyr, охватывающие спектральный диапазон 3200—7500 Å, хорошо согласовывались с теоретическим распределением энергии, полученным для $T_{эф} = 9400$ К и $\lg g = 4{,}0$. Поэтому данные [11] были продолжены в ИК-область до 6,5 мкм по теоретическим данным [12]. Имея такое распределение энергии и кривые реакции, мы вычислили колор-индексы по формуле

$$C_{12} = -2{,}5 \lg \frac{\int E(\lambda)\, \varphi_1(\lambda)\, d\lambda}{\int E(\lambda)\, \varphi_2(\lambda)\, d\lambda} + K_{12},$$

где K_{12} — константа нормирования колор-индексов. Результаты вычислений показали, что наши константы, полученные для показателей цвета $U - B$ и $B - V$, отличаются от констант, полученных В. Страйжисом [7], соответственно на 0,03 и 0,01.

Для различных показателей цвета нами приняты следующие константы нормирования:

$K_{U-B} = -1{,}33$; $K_{B-V} = +0{,}71$; $K_{V-R} = -0{,}23$;

$K_{V-I} = +0{,}41$; $K_{V-J} = +1{,}29$; $K_{V-H} = +2{,}74$;

$K_{V-K} = +2{,}78$; $K_{V-L} = +4{,}29$; $K_{V-M} = +5{,}41$.

Программа дает возможность вычислить показатели цвета водородного газа в широком диапазоне температуры звезды T_*, электронной температуры T_e, электронной концентрации N_e, коэффициента дилюции W и вероятности выхода L_α-кванта β_{12}. Вычисление одного варианта показателей цвета с пятью параметрами газа занимает 3—5 мин. В результате вычислений печатаются величины мензеловских множителей b_i, вероятности выхода β_{ik}, декременты субординатных серий и показатели цвета газа с учетом и без учета излучения в линии. Показатели цвета АЧТ вычисляются и печатаются отдельно. В программе также предусмотрена возможность учета излучения в неводородных линиях, которые встречаются в эмиссионном спектре звезд.

Результаты вычислений

Мы применили нашу программу к условиям, близким к существующим в молодых звездах, которые окружены плотной газопылевой конденсацией, и вычислили колориметрические характеристики водородного газа со следующими параметрами: электронная температура $T_e = 10000$ К, температура звезды $T_* = 3000$ и 5000 К, электронная концентрация $N_e = 10^8$, 10^{10} и 10^{12} см$^{-3}$, коэффициент дилюции $W = 0{,}5$; 0,1; 0,01 и 0,001, вероятность выхода L_α-кванта $\lg \beta_{12} = 0$, -2, -3, -4, -5, -6, -7 и -8.

Результаты вычислений для различных диаграмм приведены на рис. 1—5. В этих рисунках приняты следующие обозначения: сплошная линия относится к $W = 0{,}5$; штриховая — к $W = 0{,}1$; штрихпунктирная — к $W = 0{,}01$, пунктирная — к $W = 0{,}001$. Вероятности выхода β_{12} обозначены цифрами у линий, где 1 означает $\beta_{12} = 1$, оптически тонкий газ, и 8 — $\beta_{12} = 10^{-8}$, оптически толстый в линии газ. Промежуточные значения $\beta_{12} = 10^{-2}$, 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5}, 10^{-6} и 10^{-7} обозначены на кривых штрихами. Линия со стрелкой относится к нормальному закону межзвездного покраснения. Другая прямая линия относится к абсолютно черному телу.

После вычисления нескольких вариантов из различных двухцветных диаграмм мы выбрали те, которые показывали существенную разность показателей цвета газа и пыли (АЧТ). К этим диаграммам относятся: ($U - B$, $V - R$), ($V - R$, $B - V$), ($B - V$, $H - K$) и ($H - K$, $K - L$). Диаграммы ($U - B$, $B - V$), ($V - R$, $K - L$) и ($V - R$, $H - K$) не отделяют

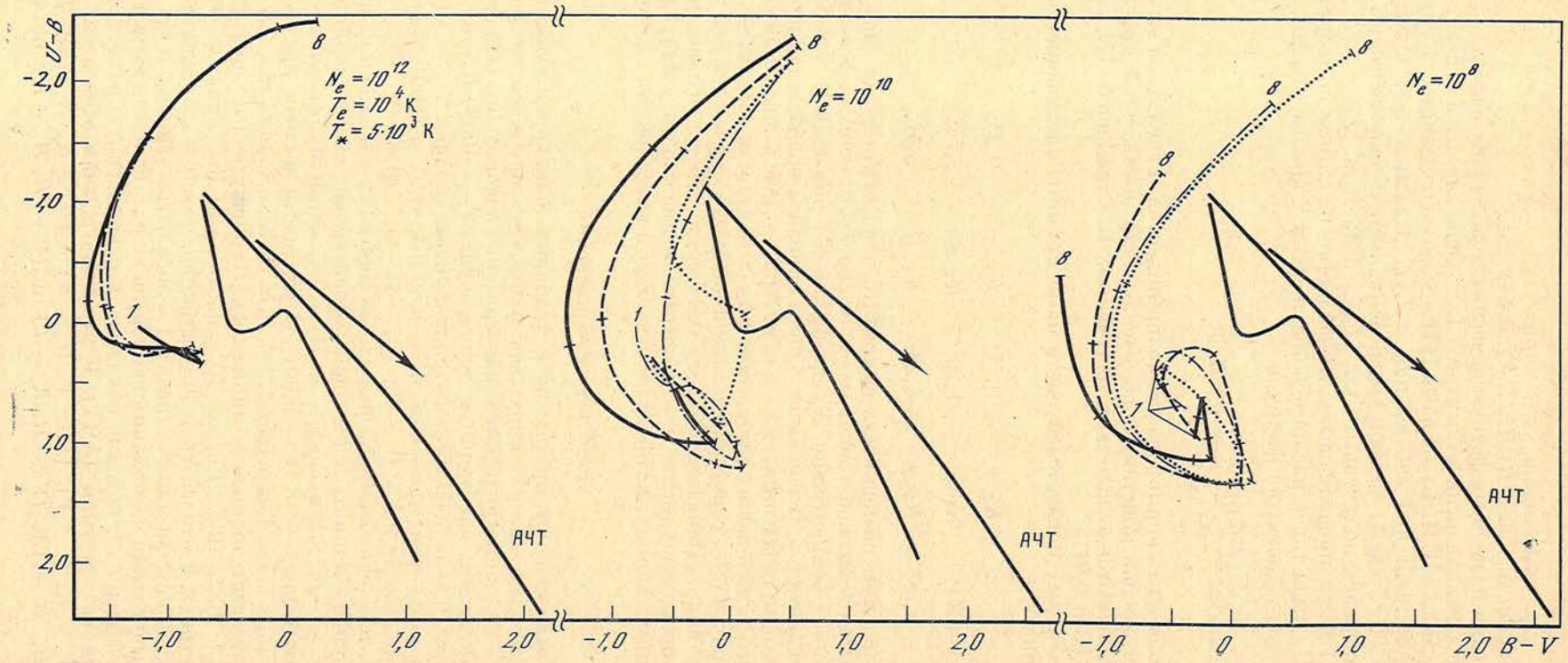


Рис. 1. Двухцветная диаграмма $U - B$, $B - V$ (см. текст)

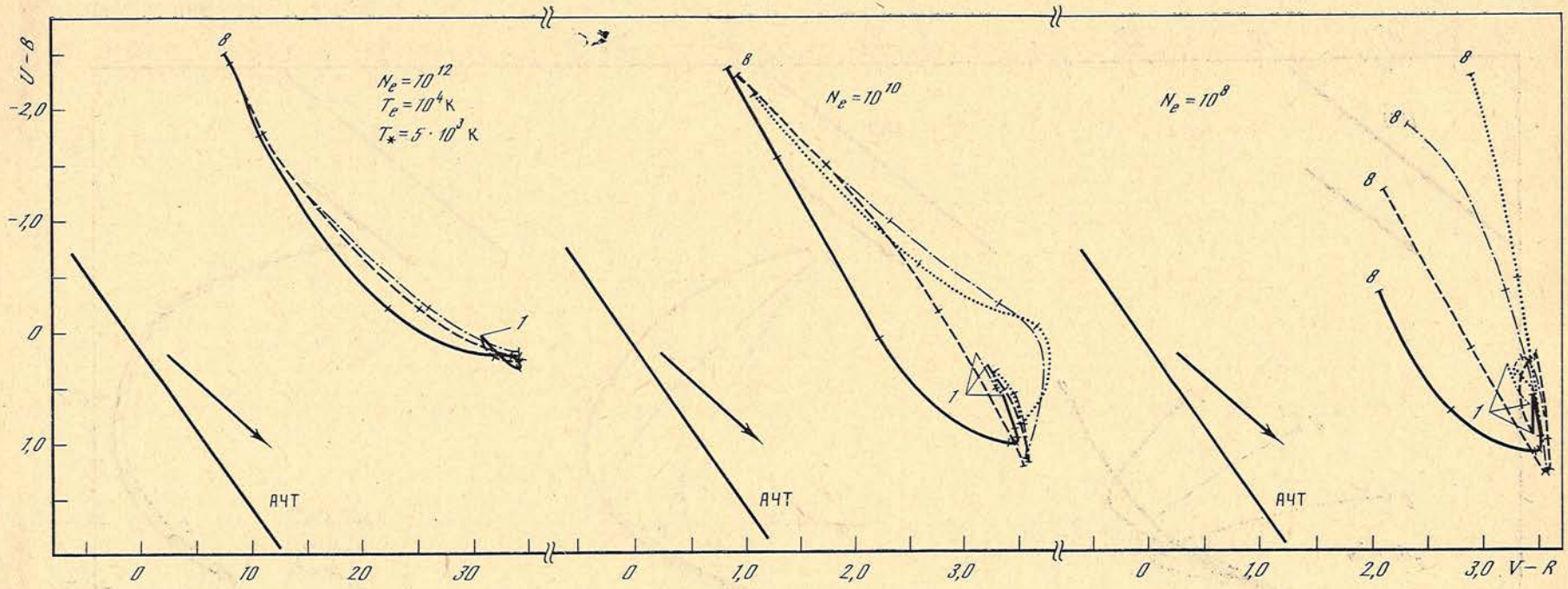


Рис. 2. Диаграмма $U - B$, $V - R$

Обозначения на рис. 2—5 аналогичны рис. 1

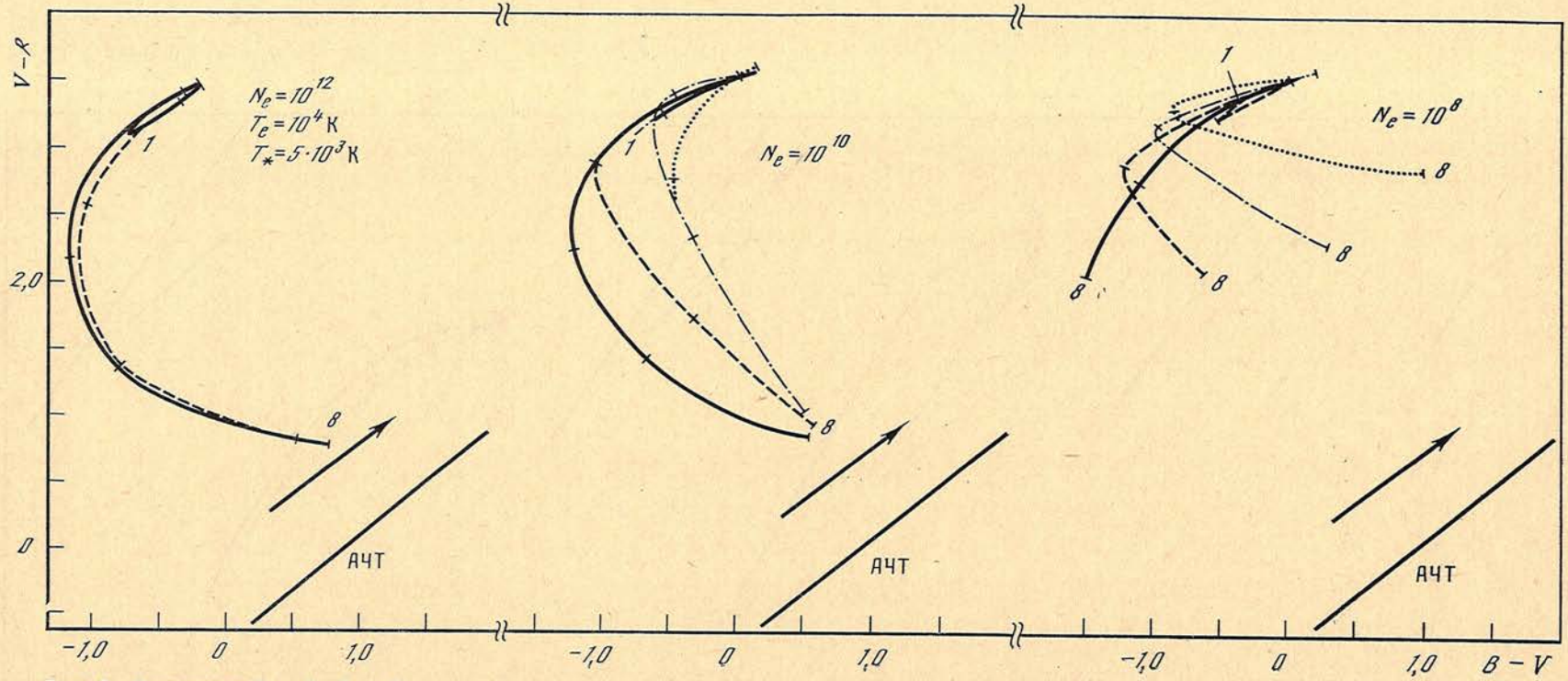


Рис. 3. Диаграмма $V - R$, $B - V$

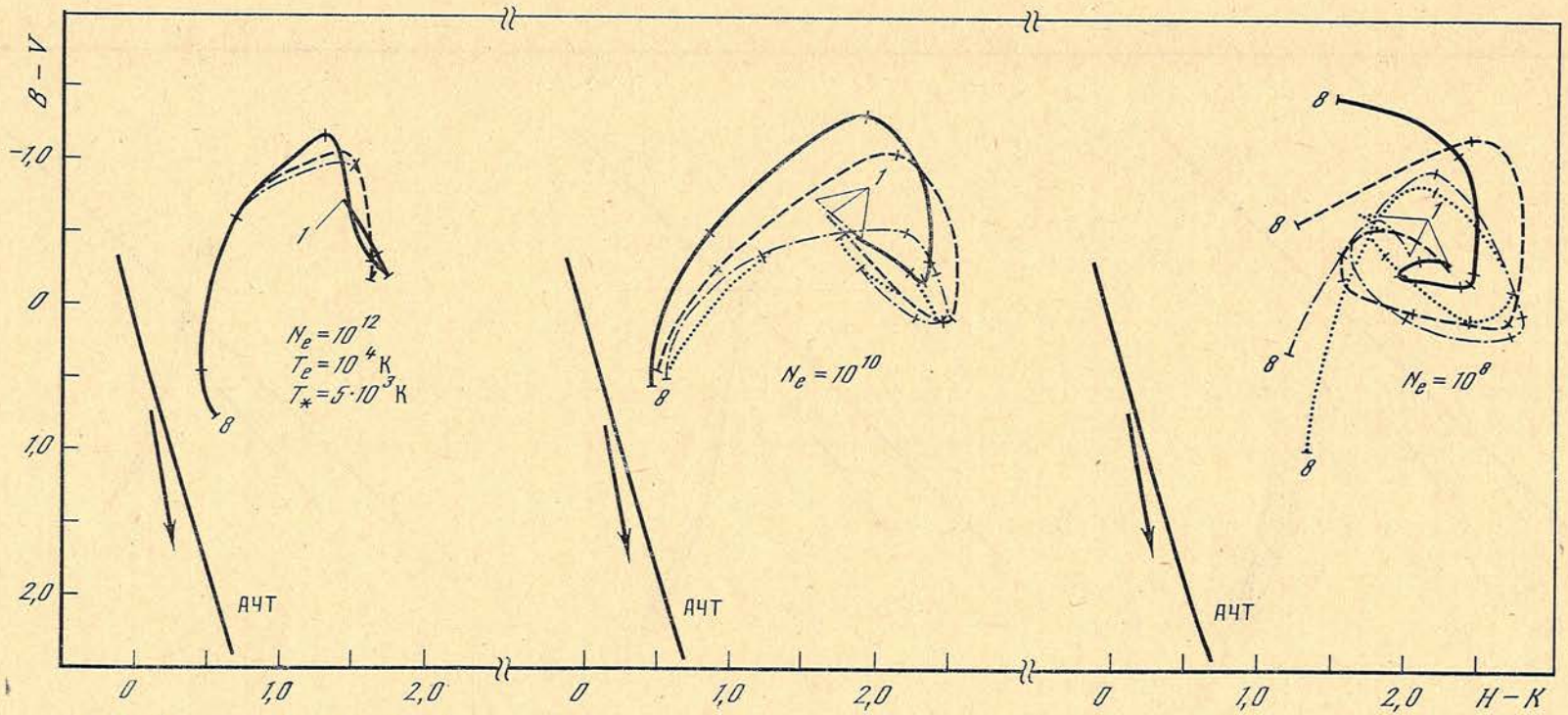


Рис. 4. Диаграмма $B - V$, $H - K$

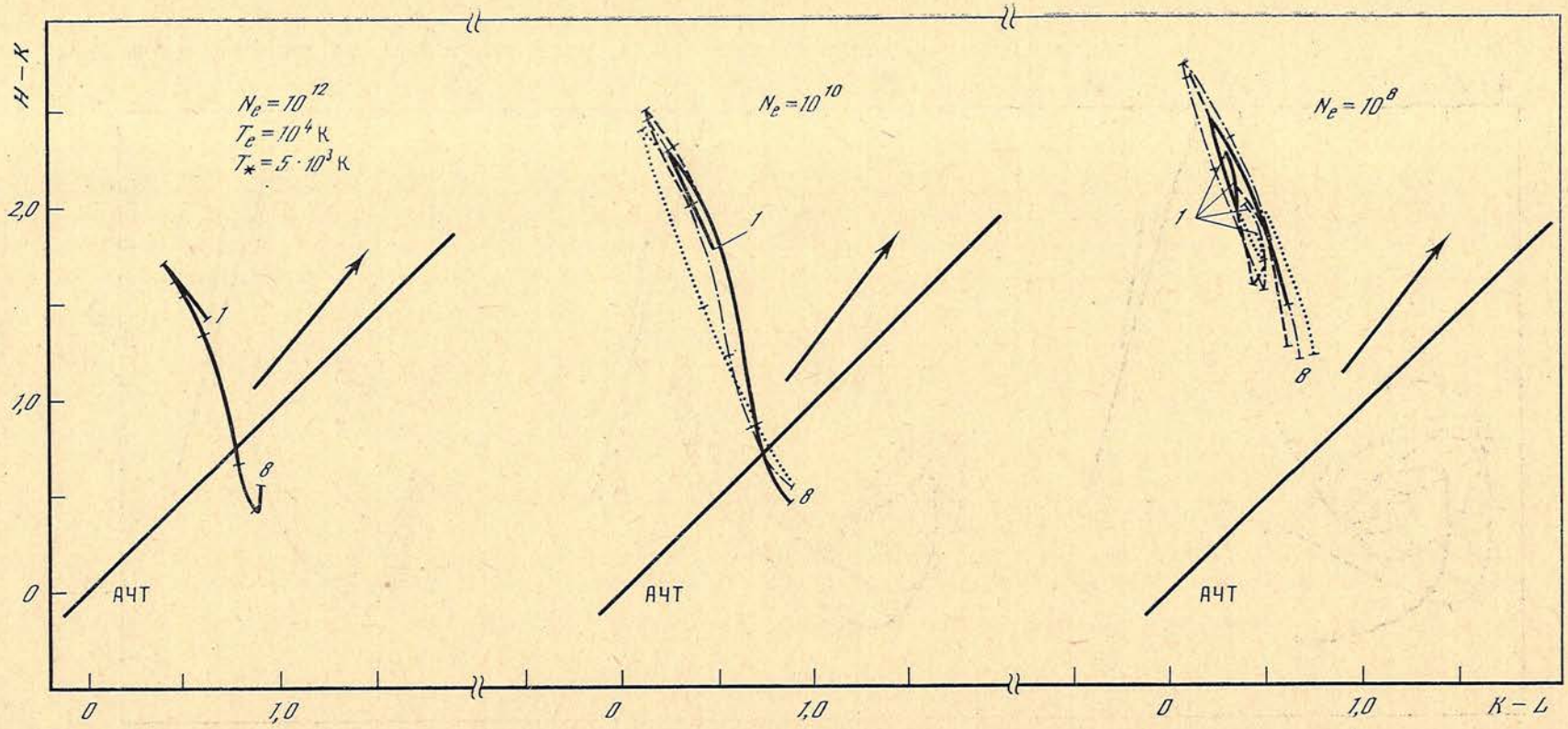


Рис. 5. Диаграмма $H - K$, $K - L$

излучения газа от излучения пыли. Для иллюстрации мы приводим двухцветную диаграмму $U - B$, $B - V$ (см. рис. 1).

Из двухцветных диаграмм видно, что в случае $N_e = 10^{12}$ см$^{-3}$ цвет водородного газа не зависит от коэффициента дилюции W и температуры звезды T_* и с уменьшением β_{12} цвет газа приближается к положению показателей цвета пыли. В случае более низких электронных концентраций $N_e = 10^{10}$ см$^{-3}$ и $N_e = 10^8$ см$^{-3}$ зависимость показателей цвета газа от W и T_* становится более заметной и с уменьшением β_{12} цвета газа все сильнее отклоняются от показателей цвета пыли.

Основная цель наших вычислений состояла в том, чтобы выяснить, какая из двухцветных диаграмм способна лучше разделить излучение газа от излучения пыли.

Результатом наших вычислений являются приведенные двухцветные диаграммы $(U - B, V - R)$, $(V - R, B - V)$, $(B - V, H - K)$ и $(H - K, K - L)$, которые заметно выделяют названные источники излучения.

В заключение я выражаю глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу и В. П. Гринину за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Гринин В. П., Соболев В. В.*— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 587—603.
2. *Gershberg R. E., Luud L.* Emission lines in stellar spectra: observation and interpretation. Tartu: Tartu astrophys. obs., 1975, preprint 7.
3. *Allen D. A.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1973, vol. 161, p. 145—166.
4. *Cohen M., Kuhi L. V.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, vol. 41, p. 743—843.
5. *Rydgren A. E.*— Publ. Astron. Soc. Pacific., 1976, vol. 88, p. 111—115.
6. *Mendoza E. E.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1975, vol. 87, p. 495—497.
7. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977.
8. *Гринин В. П.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 59, с. 154—166.
9. *Гринин В. П., Катышева Н. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 66—78.
10. *Johnson H. L.*— Commun. Lunar and Planet. Labor., 1965, vol. 3, N 52—57, p. 79—94.
11. *Бурнашев В. И.*— Бюл. Абастуман. обс., 1985, т. 59, с. 83—90.
12. *Kurucz R. L.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1979, vol. 40, N 1, p. 1—340.

УДК 520.826.2+524.338.2

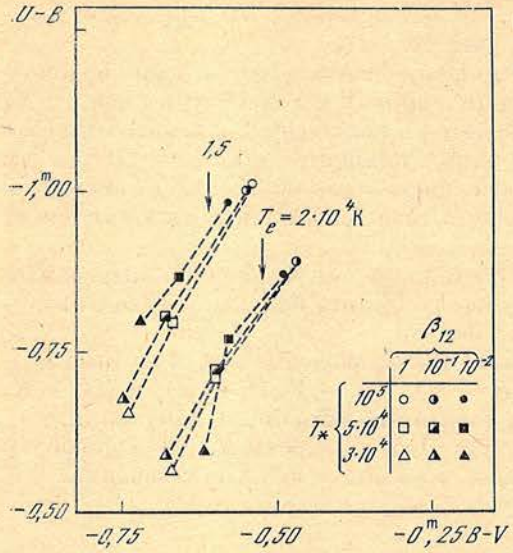
$U - B$, $B - V$-ДИАГРАММА ДЛЯ ВОДОРОДНОГО ГАЗА С ПЛОТНОСТЬЮ $n_e = 10^6$ см$^{-3}$

Т. С. Белякина, Н. Х. Миникулов

Вычислены показатели цвета $U - B$, $B - V$ для водородного газа с $n_e = 10^6$ см$^{-3}$, электронной температурой $T_e = 1{,}5 \cdot 10^4$, $2 \cdot 10^4$ К, температурой возбуждающей звезды $T_* = 3 \cdot 10^4$, $5 \cdot 10^4$, 10^5 К, $\beta_{12} = 1$, 10^{-1}, 10^{-2}, фактора дилюции $W = 10^{-4}$, 10^{-6}, 10^{-8}. Результаты вычислений применены для анализа UBV-наблюдений избранных симбиотических звезд.

$U - B$ AND $B - V$-DIAGRAM FOR HYDROGEN GAS WITH 10^6 cm^{-3} ELECTRON DENSITY, by *T. S. Belyakina, N. H. Minikulov.*— The $U - B$ and $B - V$ colour indices have been calculated for hydrogen gas with $n_e = 10^6$ cm^{-3}, electron temperature $T_e = 1{,}5 \cdot 10^4$ K, $2 \cdot 10^4$ K, the exciting star temperature $T_* = 3 \cdot 10^4$ K, $5 \cdot 10^4$ K, 10^5 K, $\beta_{12} = 1$, 10^{-1}, 10^{-2} and dilution factor $W = 10^{-4}$, 10^{-6}, 10^{-8}. Results of computations were used for the analysis of UBV-observations of some selected symbiotic stars.

Двуцветная диаграмма $(U - B)$—$(B - V)$ дает возможность сделать предварительный анализ излучения небесных объектов в наблюдаемом диапазоне длин волн (3500—6000 А). Эта диаграмма была с успехом применена при изучении симбиотических звезд [1].



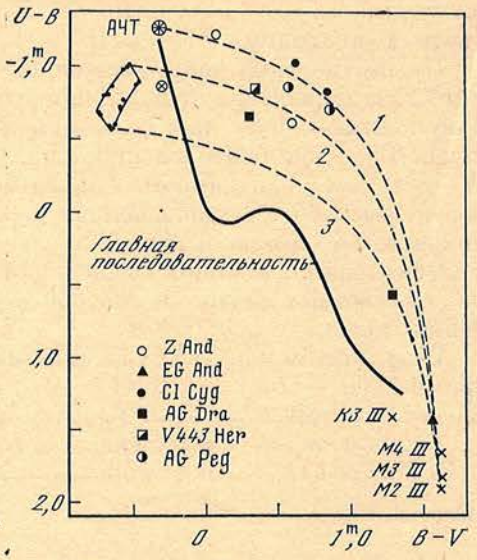


Рис. 1. $(U - B)$ — $(B - V)$-диаграмма с различной оптической толщиной в линиях водородного газа с $n_e = 10^6$ см$^{-3}$

Рис. 2. $(U - B)$ — $(B - V)$-диаграмма для анализа UBV-наблюдений симбиотических звезд

Кружок с крестиком — показатели цвета $(U - B)$, $(B - V)$ для газа согласно Гершбергу [3]. Линии *1—3* соответствуют суммарным излучениям с переменным вкладом компонентов: *1* — M2 III + АЧТ, $T_C = 5\cdot10^4$ К; *2* — M2 III + газ ($n_e = 10^6$ см$^{-3}$, $T_e = 1{,}5\cdot10^4$ К, $\beta_{12} = 1$, $T_* = 10^5$ К); *3* — M2 III + + газ ($n_e = 10^6$ см$^{-3}$, $T_e = 2\cdot10^4$, $\beta_{12} = 1$, $T_* = 3\cdot10^4$ К)

Как известно, симбиотические звезды являются двойными системами, состоящими из холодного и горячего компонентов и газа [2]. Холодным компонентом обычно бывает поздний гигант M2—M6, иногда более ранний. Горячий компонент можно представить абсолютно черным телом с температурой $T_C \approx 5\cdot10^4$ К. Газовая составляющая представлена газовым образованием с плотностью $n_e \geqslant 10^6$ см$^{-3}$ и электронной температурой $T_e = 17000$ К [2].

Диаграмма $(U - B)$ — $(B - V)$ позволяет оценить относительный вклад каждого из источников излучения в суммарное излучение системы. Однако для этого необходимо знать их нормальные показатели цвета.

Согласно сказанному выше для холодного компонента мы можем взять известные из наблюдений нормальные показатели цвета поздних гигантов, для горячего компонента — также известные показатели цвета абсолютно черного тела с $T_C = 5\cdot10^4$ К. Для газа их необходимо вычислять.

Около 20 лет тому назад подобные вычисления были выполнены Р. Е. Гершбергом [3], и мы пользовались полученными им результатами.

В последнее время появилась возможность повторить эти расчеты на более высоком уровне, с учетом большего числа параметров.

По программе вычисления колориметрических характеристик водородного газа, подробно изложенной Миникуловым в [4], получены показатели цвета $U - B$, $B - V$ горячего газового образования с электронной плотностью $n_e = 10^6$ см$^{-3}$. Были также приняты следующие параметры: электронная температура $T_e = 15000$, 20000 К, температура возбуждающей звезды $T_* = 3\cdot10^4$ К, $5\cdot10^4$ К, 10^5 К, вероятность выхода квантов $\beta_{12} = 1$, 10^{-1}, 10^{-2}, фактор дилюции $W = 10^{-4}$, 10^{-6}, 10^{-8}.

Результаты вычислений приведены в таблице, где для каждого конкретного случая даны $U - B$, $B - V$-показатели цвета, вероятности выхода H_α и H_β-квантов (β_{23} и β_{24}) и отношения интенсивностей H_α и H_β (I_{32}/I_{42}). Как видно из таблицы, вычисленные показатели цвета газа мало зависят от фактора дилюции в рассматриваемом интервале значений.

Для наглядности данные таблицы частично представлены на рис. 1. Как видим, значения $(U - B)$ и $(B - V)$ сильнее всего зависят от T_* и T_e.

W	β_{12}	$T_e=1{,}5\cdot10^4$ К, $T_*=3\cdot10^4$ К					$T_e=1{,}5\cdot10^4$ К, $T_*=5\cdot10^4$ К				
		β_{23}	β_{24}	$U-B$	$B-V$	I_{32}/I_{42}	β_{23}	β_{24}	$U-B$	$B-V$	I_{32}/I_{42}
10^{-4}	1,00	1,00	1,00	$-0^m,66$	$-0^m,74$	3,06	1,00	1,00	$-0^m,81$	$-0^m,68$	2,76
	0,10	0,99	1,00	−0,68	−0,75	2,90	0,99	1,00	−0,83	−0,68	2,70
	0,01	0,96	0,99	−0,80	−0,73	2,69	0,67	0,94	−0,88	−0,69	2,64
10^{-6}	1,00	1,00	1,00	−0,66	−0,74	3,06	1,00	1,00	−0,80	−0,67	2,76
	0,10	1,00	1,00	−0,68	−0,75	2,90	1,00	1,00	−0,81	−0,68	2,71
	0,01	1,00	1,00	−0,80	−0,72	2,68	0,99	1,00	−0,87	−0,66	2,69
10^{-8}	1,00	1,00	1,00	−0,66	−0,74	3,06	1,00	1,00	−0,80	−0,67	2,76
	0,10	1,00	1,00	−0,68	−0,75	2,90	1,00	1,00	−0,81	−0,67	2,71
	0,01	1,00	1,00	−0,80	−0,72	2,68	1,00	1,00	−0,87	−0,65	2,69

W	β_{12}	$T_e=1{,}5\cdot10^4$ К, $T_*=10^5$ К					$T_e=2\cdot10^4$ К; $T_*=3\cdot10^4$ К				
		β_{23}	β_{24}	$U-B$	$B-V$	I_{32}/I_{42}	β_{23}	β_{24}	$U-B$	$B-V$	I_{32}/I_{42}
10^{-4}	1,00	0,99	1,00	$-1^m,02$	$-0^m,56$	2,47	1,00	1,00	$-0^m,57$	$-0^m,67$	3,08
	0,10	0,96	0,99	−1,02	−0,59	2,54	0,99	1,00	−0,59	−0,68	2,91
	0,01						0,96	0,99	−0,71	−0,64	2,70
10^{-6}	1,00	1,00	1,00	−1,01	−0,54	2,47	1,00	1,00	−0,57	−0,67	3,08
	0,10	1,00	1,00	−1,00	−0,55	2,59	1,00	1,00	−0,59	−0,68	2,91
	0,01	0,96	0,99	−0,98	−0,58	2,74	1,00	1,00	−0,70	−0,64	2,70
10^{-8}	1,00	1,00	1,00	−1,01	−0,54	2,47	1,00	1,00	−0,57	−0,67	3,08
	0,10	1,00	1,00	−1,00	−0,54	2,59	1,00	1,00	−0,59	−0,68	2,91
	0,01	1,00	1,00	−0,96	−0,56	2,74	1,00	1,00	−0,70	−0,64	2,70

W	β_{12}	$T_e=2\cdot10^4$ К; $T_*=5\cdot10^4$ К					$T_e=2\cdot10^4$ К; $T_*=10^5$ К				
		β_{23}	β_{24}	$U-B$	$B-V$	I_{32}/I_{42}	β_{23}	β_{24}	$U-B$	$B-V$	I_{32}/I_{42}
10^{-4}	1,00	1,00	1,00	$-0^m,71$	$-0^m,60$	2,78	0,99	1,00	$-0^m,91$	$-0^m,48$	2,49
	0,10	0,99	1,00	−0,72	−0,60	2,72	0,96	−0,90	−0,99	−0,51	2,56
	0,01	0,67	0,94	−0,79	−0,59	2,67					
10^{-6}	1,00	1,00	1,00	−0,71	−0,60	2,78	1,00	1,00	−0,89	−0,47	2,50
	0,10	1,00	1,00	−0,72	−0,60	2,73	1,00	1,00	−0,89	−0,47	2,51
	0,01	0,99	1,00	−0,77	−0,58	2,71	0,96	0,99	−0,87	−0,49	2,77
10^{-8}	1,00	1,00	1,00	−0,71	−0,60	2,78	1,00	1,00	−0,89	−0,47	2,50
	0,10	1,00	1,00	−0,72	−0,60	2,73	1,00	1,00	−0,89	−0,47	2,61
	0,01	1,00	1,00	−0,77	−0,57	2,71	1,00	1,00	−0,86	−0,48	2,77

На рис. 2 изображена $(U-B)-(B-V)$-диаграмма в том виде, в каком она была применена для анализа фотометрических наблюдений симбиотических звезд. Здесь представлены: главная последовательность, поздние гиганты К3, М2, М3, М4, абсолютно черное тело (АЧТ) с $T_C=5\cdot10^4$ К, газовое образование с $n_e\geqslant10^6$ см$^{-3}$, $T_e=17000$ К согласно [3] и результаты вычислений, приведенных в таблице и на рис. 1. Штриховыми линиями показаны суммарные излучения с переменным вкладом компонентов [5]. Здесь же представлены избранные симбиотические звезды, показатели цвета которых определены в Крыму и исправлены за межзвездное поглощение согласно [6].

Как видим, все эти звезды располагаются вблизи линий *1* и *2*. Положение AG Dra вблизи линии *3* обусловлено тем, что холодный компонент в этой системе К3 III.

Как видим из рис. 2, показатели цвета $(U-B)-(B-V)$ водородного газа, вычисленные Гершбергом [3], достаточно близки к полученным здесь.

Положение симбиотических звезд на двуцветной диаграмме подтверждает тот факт, что их излучение является суммой излучений нескольких источников, а именно: холодного гиганта, горячей звезды и газа.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за постоянное внимание и полезные обсуждения, Н. В. Краснобабцевой и В. Т. Жоголевой за подготовку иллюстративного материала.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Белякина Т. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 103—105.
2. *Боярчук А. А.*— В кн.: Эруптивные звезды. М.: Наука, 1970. с. 113—166.
3. *Гершберг Р. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 36, с. 216—239.
4. *Миникулов Н. Х.*— Наст. сб.
5. *Белякина Т. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 59, с. 133—142.
6. *Kenyon S.* Thesis. Urbano (Illinois), 1983.

УДК 524.338.6

МЕДЛЕННАЯ ВСПЫШКА BY DRACONIS 23—24 мая 1984 г.

П. Ф. Чугайнов

Представлены результаты фотоэлектрических наблюдений медленной вспышки BY Dra, полученных в пяти полосах *UBVRI* с высокой точностью. Показано, что непрерывная эмиссия в основном возникает в непрозрачной области с температурой около 10^4 К и концентрацией $n_H = 10^{15}$ см$^{-3}$. Эта непрозрачная область существует только вблизи момента максимума вспышки. Экранирование непрозрачной областью части диска звезды может вызывать заметные эффекты, особенно в полосе *I*. Рассмотрение сложной световой кривой вспышки приводит к выводу о присутствии колебаний с периодами от 1 до 20 мин. Обсуждается возможный механизм этих колебаний.

A SLOW FLARE OF BY DRACONIS MAY 23—25, 1984, by *P. F. Chugainov*.— Results of photoelectric observations of a slow flare of BY Dra which were obtained in 5 bands UBVRI with a high accuracy are presented. It is shown that the continuous emission originates mainly in an opaque region with a temperature of about 10^4 K and a concentration $n_H = 10^{15}$ cm^{-3}. This opaque region exists only near the flare maximum. The screening a part of the star disc by the opaque region may give rise to conspicuous effects, especially in the *I* band. An examination of a complex light curve of the flare leads to the conclusion on the presence of oscillations with periods from 1 to 20 min. A possible mechanism of these oscillations is discussed.

Фотоэлектрические и спектральные наблюдения вспыхивающих звезд в оптической области дают возможность установить, как изменяется во время вспышек непрерывная и линейная эмиссии, что является важной информацией для выяснения физических условий во вспышках. Установлено, что в большинстве случаев вспышка представляет собой быстрое увеличение блеска звезды, продолжающееся от нескольких секунд до нескольких минут, вслед за которым происходит более медленное ослабевание блеска. У некоторых вспышек, в основном у сильных, было замечено медленное небольшое увеличение блеска, продолжающееся несколько минут до начала быстрого увеличения блеска и названное предвспышкой. Вблизи максимума вспышки непрерывная эмиссия намного сильнее, чем линейчатая, их относительный вклад согласно [1] составляет 97 и 3% соответственно. Но на восходящей и нисходящей ветвях вспышки вклад линейчатой эмиссии может возрастать до 18—30% [1]. Представляют интерес также наблюдавшееся небольшое увеличение центральной интенсивности H_β-эмиссии за 10—20 мин до начала вспышки [2]

и быстрые всплески излучения звезды в широких полосах (например, *UBV*), происходящие во время вспышки [3—7].

Здесь мы рассматриваем результаты фотоэлектрических наблюдений медленной вспышки BY Dra 23—24 мая 1984 г., которые получены одновременно в пяти фотометрических полосах (*UBVRI*) с высокой точностью. Поскольку вспышки, подобные этой, редки и для них опубликовано мало наблюдений таких же, как наши, то главной целью данного исследования было обсудить с использованием наших наблюдений вопрос об общности и различии физических условий в быстрых и медленных звездных вспышках.

1. Наблюдения

Наблюдения были выполнены с пятиканальным фотоэлектрическим фотометром, установленным на 125-см рефлекторе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории. Блеск BY Dra измерялся с интервалами 24 с одновременно в полосах *UBVRI*. В одни и те же интервалы времени измерялись отсчеты (число импульсов) «звезда + фон неба» и «фон неба», причем последние автоматически вычитались из первых. Дважды за время вспышки и в конце наблюдений делались небольшие перерывы для наблюдений звезды сравнения BD + 51°2408. Все полученные измерения были редуцированы к фотометрической системе *UBVRI* Джонсона [8]. Для звездных величин *UBVRI*, полученных по одному измерению BY Dra в спокойном состоянии, мы нашли соответственно следующие среднеквадратичные ошибки: $\pm 0{,}006$; $\pm 0{,}003$; $\pm 0{,}002$; $\pm 0{,}002$; $\pm 0^m{,}001$.

Кривые блеска BY Dra во время вспышки 23—24 мая 1984 г. представлены на рис. 1. Повышение блеска звезды в полосе *U* заметно начиная с 23^h00^m UT. С 23^h24^m UT оно становится заметным также и в полосах *BVRI*. Для определения звездных величин избыточного излучения вспышки необходимо было выделить интервал времени, предшествующий началу вспышки, в котором излучение звезды можно считать «спокойным». Был выбран интервал 22^h56^m—23^h00^m UT.

Переход от звездных величин BY Dra, наблюдаемых во время вспышки, к звездным величинам избыточного излучения вспышки U_f, B_f, V_f, R_f, I_f осуществлялся с использованием звездных величин спокойного состояния U_0, B_0, V_0, R_0, I_0, которые были найдены усреднением величин, наблюдавшихся в интервале времени 22^h56^m—23^h00^m UT. Для оценок среднеквадратичных ошибок σ_{M_f} звездных величин избыточного излучения вспышки применялись следующие формулы:

$$\sigma_{M_f} = -2{,}5 \lg \left[\frac{(F_{0+f}/F_0 + 1)(\sigma_{F_0}/F_0)^2}{i^2} + \left(\frac{\sigma_{F_0}}{F_0}\right)^2 \right]^{1/2}, \quad i = \frac{F_{0+f} - F_0}{F_0},$$

где F_{0+f}, F_0 — потоки от звезды во время вспышки и в спокойном состоянии, σ_{F_0} — среднеквадратичная ошибка измерения F_0.

Как видно из рис. 1, кривые изменения звездных величин *U*, *B*, *V* довольно сложные вследствие накладывающихся одно на другое усилений и ослаблений блеска, значительно превышающих по амплитуде ошибки измерений. Можно отметить, что общее усилие блеска продолжалось до 23^h46^m UT, а затем в течение 1^h блеск ослабевал, причем в момент окончания наблюдений в 00^h47^m UT блеск был все еще значительно больше, чем в спокойном состоянии звезды.

В полосах *R* и *I* изменения блеска BY Dra за время вспышки составили всего несколько сотых звездной величины, поэтому при их рассмотрении мы ограничились только их предельными значениями, соответствующими интервалам времени 22^h56^m—23^h00^m и 23^h46^m—23^h53^m UT.

Следует особо обратить внимание на поведение звезды в интервале 23^h00^m—23^h24^m UT. В этом интервале блеск звезды в полосе *U* возрастал медленно, его общее изменение было $0^m{,}05$. С $23^h23^m21^s$ до $23^h28^m06^s$ UT в наших наблюдениях был перерыв, и, как видно из рис. 1, в этом интервале началось быстрое изменение блеска в полосе *U*, кроме того, как мы уже

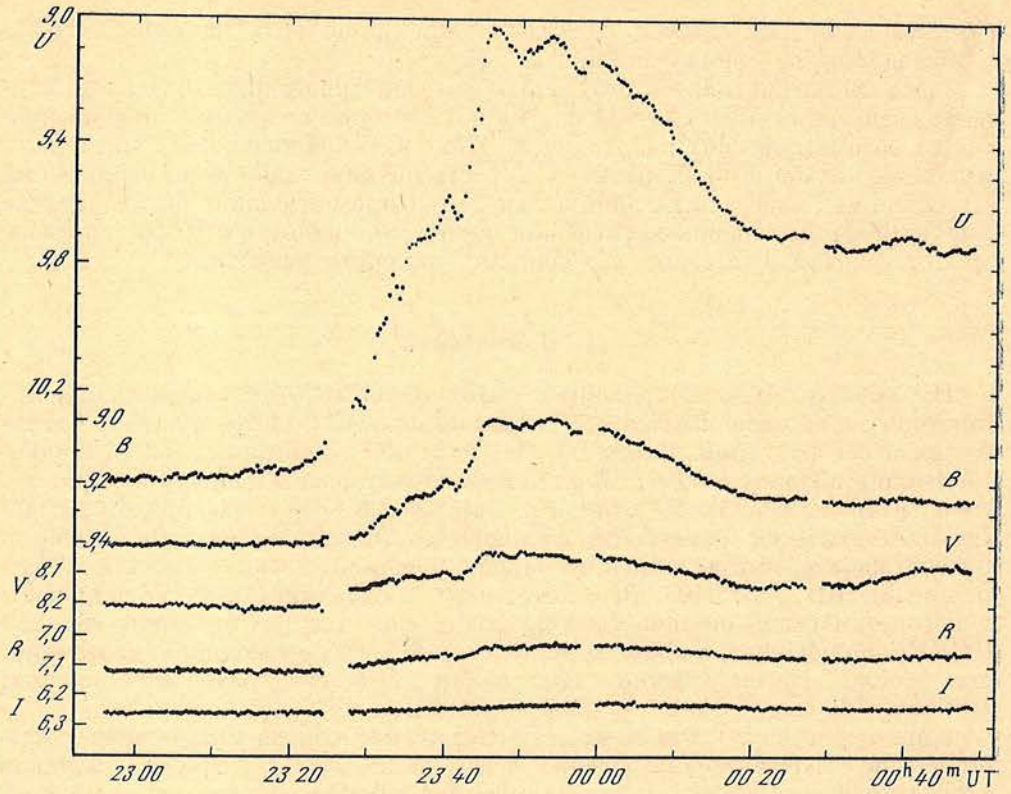


Рис. 1. Кривые блеска вспышки BV Dra

отметили, с 23^h28^m UT стало заметным избыточное излучение в полосах *BVRI*. Таким образом, в интервале 23^h00^m—23^h24^mUT происходила предвспышка, которую оказалось возможным обнаружить только в полосе *U*.

2. Оценка физических условий вблизи максимума вспышки

Можно считать твердо установленным, что вблизи моментов максимумов звездных вспышек их избыточное излучение в оптической области почти полностью состоит из непрерывной эмиссии [1, 9] и показатели цвета этого излучения в широкополосных системах, в частности *UBVRI*, являются характеристиками спектрального распределения непрерывной эмиссии.

В [10] были рассчитаны показатели цвета $(U-B)$, $(B-V)$ непрерывной эмиссии, возникающей в области с концентрацией водородных атомов $n_H = 10^{15} \div 10^{17}$ см$^{-3}$ и температурой от $6\cdot10^3$ до $2\cdot10^4$ К, и было показано, что они согласуются с наблюдаемыми показателями избыточного излучения звездных вспышек вблизи их максимумов.

На рис. 2 приведена диаграмма $(U-B)$, $(B-V)$, на которой сопоставлены наблюдаемые показатели цвета избыточного излучения вспышки BY Dra 23—24 мая 1984 г. с теоретическими показателями, которые взяты из [10] и соответствуют $n_H = 10^{15}$ см$^{-3}$. Как видно из рис. 2, наблюдаемые $(U-B)$, $(B-V)$ вблизи максимума вспышки довольно близки к теоретическим для оптически непрозрачного слоя с температурой 10^4 К. Отличие наблюдаемых показателей на восходящей и нисходящей ветвях вспышки от показателей оптически непрозрачного слоя позволяет сделать вывод, что область излучения вспышки оптически непрозрачна только вблизи максимума вспышки. Вычисленные нами ошибки наблюдаемых показателей $(U-B)$, $(B-V)$ значительно меньше, чем наблюдаемые изменения этих показателей. Ошибки составляют $\pm0^m.015$ для $(U-B)$ и $\pm0^m.03$ для $(B-V)$ в максимуме вспыш-

ки, а на восходящей и нисходящей ветвях они не превосходят соответственно $\pm 0{,}02$ и $\pm 0^m{,}04$.

По нашей просьбе В. П. Грининым рассчитаны и предоставлены нам показатели цвета непрерывной эмиссии газа с $n_H = 10^{15}$ см$^{-3}$ и температурами от $6 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^4$ К. Вычисления выполнены по той же методике, что и в [10]. Используя эти результаты, мы сопоставили для максимума вспышки наблюдаемые и теоретические разности звездных величин $(U - B)$, $(B - V)$, $(R - V)$, $(I - V)$. Отметим, что ошибки наблюдаемых $(R - V)$, $(I - V)$ составляют $\pm 0{,}05$ и $\pm 0^m{,}08$. Как видно из рис. 3, распределение энергии оптически непрозрачного слоя с температурой 10^4 К довольно хорошо представляет величины U, B, V, R избыточного излучения в максимуме вспышки, но при этом для величин I расхождение достигает $0^m{,}4$. Распределение для оптически тонкого слоя невозможно согласовать с наблюдениями.

Можно предложить не менее двух вероятных объяснений, почему излучение вспышки в полосе I значительно слабее, чем для оптически непрозрачной области с температурой 10^4 К. Во-первых, если область вспышки непрозрачна, то необходимо учитывать экранирование той части диска звезды, над которой вспышка расположена. Поскольку эффективная температура BY

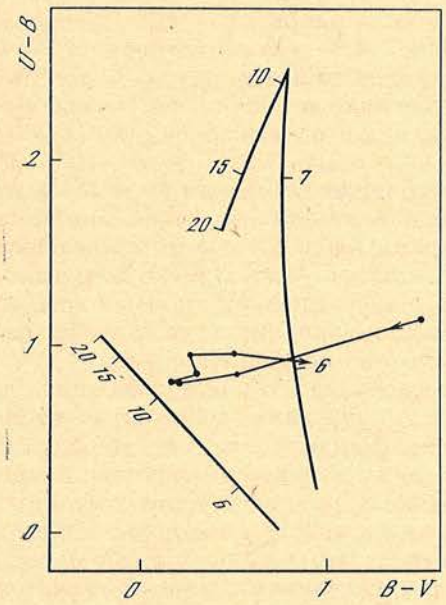


Рис. 2. Диаграмма $(U - B)$, $(B - V)$

Из двух кривых с отметками 6, 7, 10, 15, 20, обозначающими температуру в тысячах кельвинов, правая кривая — излучение оптически тонкого слоя, левая — излучение оптически непрозрачного слоя. Кривая со стрелками и точками показывает наблюдаемое изменение показателей цвета избыточного излучения во время вспышки, причем точки наибольшего диаметра — излучение вблизи максимума вспышки в $23^h46^m - 23^h50^m$ UT

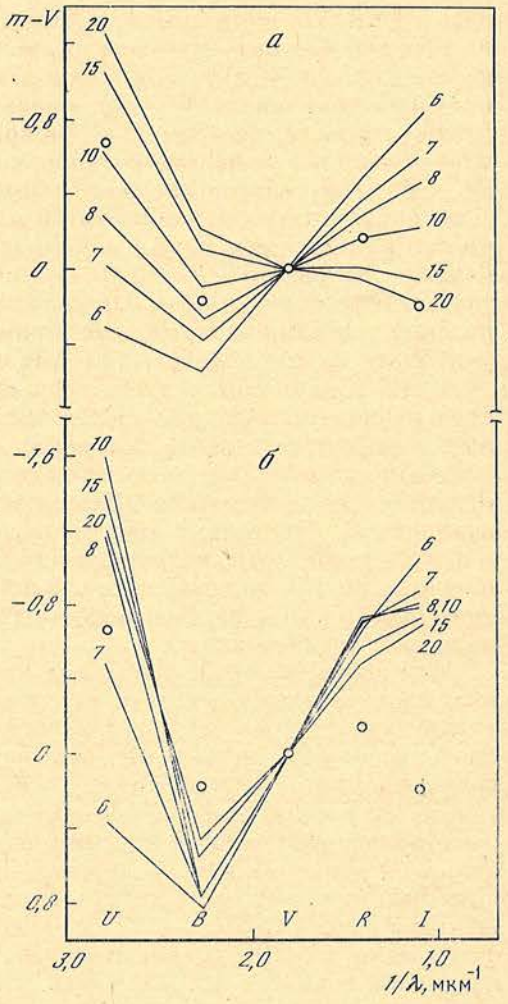


Рис. 3. Наблюдаемые в максимуме вспышки и теоретические распределения энергии

По осям абсцисс и ординат отложены значения обратных длин волн и разностей $m - V$, равных $(U - V)$, $(B - V)$, $(R - V)$, $(I - V)$. Сплошные линии — теоретические распределения для оптически непрозрачного (а) и оптически тонкого (б) слоя. Цифры 6, 7, 8, 10, 15, 20 обозначают температуру в тысячах кельвинов. Результаты наблюдений представлены кружками

Dra значительно меньше температуры вспышки и равна 4100 К[11], то эффект экранирования в полосе I будет наибольшим по сравнению с его величиной в полосах U, B, V, R.

Оценим эффект экранирования. Обозначим через F_0 поток от звезды в спокойном состоянии, через F_0' — ту же величину с учетом экранирования, F_{0+f} — поток от звезды во время вспышки, $s/\pi R^2$ — относительную площадь вспышки. Поскольку при нахождении потоков избыточного излучения вспышки мы всегда из F_{0+f} вычитали F_0, то, следовательно, это вызывало ошибку в звездных величинах избыточного излучения

$$\Delta m \approx 1{,}086 \frac{F_{0+f}}{F_{0+f} - F_0} \frac{s}{\pi R^2}.$$

Относительную величину площади вспышки мы оценим исходя из наблюдаемой амплитуды вспышки $0^m{,}4$ в полосе B. Используя соотношения, приведенные в [10], и принимая для эффективной температуры звезды 4100 К и для температуры вспышки 10^4 К, мы получим

$$s/\pi R^2 \approx 0{,}008.$$

Таким образом находим, что ошибка, связанная с неучетом эффекта экранирования, в максимуме вспышки составляет 0,01; 0,02; 0,05; 0,12; $0^m{,}3$ в полосах $UBVRI$ соответственно. Хотя величина поправки $-0^m{,}25$ значительно меньше, чем получающееся расхождение $-0^m{,}4$ для показателя $(V - I)$, все же важно, что с учетом эффекта экранирования, во-первых, может быть получена поправка к $(V - I)$, противоположная по знаку получающемуся расхождению, и, во-вторых, эта поправка, как и расхождение, для $(V - I)$ наибольшая по сравнению с поправками к показателям $(U - B)$, $(B - V)$, $(V - R)$. Применяя последовательные приближения, можно было бы найти температуру излучения вспышки и площадь вспышки так, чтобы минимизировать расхождения между четырьмя парами наблюдаемых и вычисленных показателей цвета $(U - B)$, $(B - V)$, $(V - R)$, $(V - I)$. Однако полученные таким образом результаты могут оказаться формальными, так как есть некоторые основания считать, что, кроме эффекта экранирования, необходимо учитывать другие эффекты, которые пока что не могут быть оценены.

В [12, 13] нами было обнаружено существование у BY Dra колебаний блеска с периодами порядка десятков минут и амплитудами в несколько тысячных звездной величины. Вероятно, эти колебания являются глобальными колебаниями всей звезды, и если это так, то их влияние выражается в изменяющейся со временем небольшой поправке к принятой нами постоянной величине F_0. Поскольку амплитуда вспышки в полосе I наименьшая, а амплитуды глобальных колебаний по предварительным данным слабо зависят от длины волны, то возможно, что поправка, связанная с данным эффектом, тоже оказалась бы наибольшей для полосы I. Этот вопрос, однако, требует дальнейшего изучения.

Еще одной важной проблемой является возможный вклад в оптическое излучение звездных вспышек излучения оптически тонкого слоя с температурой порядка 10^5—10^6 К и плотностями, значительно меньшими, чем рассматриваемая 10^{15} см$^{-3}$. Физика процессов, вызывающих высокотемпературное излучение, представлена в [14, 15]. Следует отметить, что показатели цвета такого излучения не очень сильно отличаются от наблюдаемых показателей избыточного излучения в максимумах звездных вспышек [16], и поэтому результаты одних только оптических наблюдений вспышек не могут исключить предположение о его присутствии. Наблюдения непрерывного излучения вспышек в области 1700—1900 Å могли бы решить эту проблему, но их еще очень мало. Стоит, однако, отметить, что в [17] температура непрерывного излучения вспышки AT Mic в области 1700—1900 Å оценена как $1{,}3 \cdot 10^4$ К, что не сильно отличается от нашей оценки для максимума вспышки BY Dra. По-видимому, привлечение предположения о присутствии высокотемпературного непрерывного излучения окажется возможным лишь в том случае, если оно все же будет обнаружено дальнейшими внеатмосферными наблюдениями в ультрафиолетовой области.

Можно, однако, допустить, что небольшой вклад в излучение вспышки BY Dra 23—24 мая 1984 г. вблизи ее максимума вносится непрерывной эмиссией за пределом серии Бальмера, происхождение которой неизвестно. На это указывает отличие наблюдаемого показателя $(U - B)$ от вычисленного для непрозрачного слоя, составляющее $-0^m.1$ (см. рис. 3). Допущение о том, что слой частично прозрачен за пределом серии Бальмера, неприемлемо, поскольку в таком случае он был бы еще более прозрачен на больших длинах волн, что не согласуется с наблюдениями.

Таким образом, наши наблюдения вспышки BY Dra 23—24 мая 1984 г. приводят к следующим выводам о происхождении непрерывной эмиссии: 1) непрерывная эмиссия в основном возникает в оптически непрозрачной в континууме области с температурой около 10^4 К и концентрацией $n_H = 10^{15}$ см$^{-3}$; 2) оптически непрозрачная область существует только вблизи момента максимума вспышки; 3) экранирование непрозрачной областью части диска звезды может вызывать заметные эффекты, особенно в полосе I. Отметим, что вывод 2 согласуется со следующими характеристиками избыточного излучения звездных вспышек, полученными ранее: 1) увеличение эмиссионного бальмеровского скачка на восходящей и нисходящей ветвях вспышек [18]; 2) увеличение эквивалентных ширин эмиссионных линий на нисходящих ветвях вспышек [19—21]; 3) увеличение центральной интенсивности H_β-эмиссии за 10—20 мин до максимума вспышки [2].

3. Колебания блеска

Для исследования сложного хода избыточной эмиссии вспышки со временем мы нашли способом наименьших квадратов полином пятой степени, представляющий изменения звездных величин U_f избыточного излучения, а затем определили разности Δ между наблюдаемыми и вычисленными величинами U_f. На рис. 4 показаны кривая полинома (*а*), кривая разностей Δ (*б*) и амплитудный спектр кривой разностей Δ (*в*).

При рассмотрении кривой *в* можно отметить, что ширина наибольшего пика примерно вдвое больше, чем у других пиков, и, кроме того, этот пик несимметричен. Представляется вероятным, что этот пик состоит из двух пиков: более высокого с частотой $\omega = 0{,}02$ мин$^{-1}$ и меньшего с частотой $\omega \approx 0{,}05$ мин$^{-1}$. Первый из этих пиков можно не принимать во внимание, считая, что он, вероятно, вызван конечной продолжительностью рассматриваемого временнóго ряда ($\sim 1^h$). Таким образом период колебаний во вспышке с наибольшей полуамплитудой $C = 0^m.05$ можно считать равным приблизительно 20 мин. Кроме того, как видно из кривой *в* рис. 3, во вспышке, возможно, присутствуют также колебания с полуамплитудами $C \approx 0^m.02 \div 0^m.03$ и периодами от 1 до 10 мин.

Рассмотрим для сравнения некоторые другие вспышки. Вспышка HII 2411 [1] № 2 28.11.72 г. является единственной, у которой наблюдались четко выраженные колебания с периодом 13 с; у нее же были заметны колебания с периодом 4—5 мин [3]. Во вспышке Wolf 359 19.03.72 г., наиболее быстрой из рассматриваемых, общей продолжительностью около 3 мин, наблюдались колебания во временных шкалах 1—10 с [4]. Примерно в такой же шкале времени наблюдались многочисленные колебания во вспышке UV Cet продолжительностью около 10 мин, которая была наиболее мощной из вспышек этой звезды, описанных в [5]. Вспышка EV Lac 03.08.75 г. с максимумом в 16^h33^m UT [6] общей продолжительностью 25 мин наиболее похожа на вспышку BY Dra 23—24.05.84 г. У нее наблюдалось несколько колебаний с временнóй шкалой около 1 мин. В супервспышке EV Lac продолжительностью более 4 ч было отмечено несколько колебаний в интервалах времени $\sim$10 мин [7].

Сопоставляя эти вспышки со вспышкой BY Dra, можно заключить, во-первых, что более низкочастотные колебания наблюдаются у более медленных вспышек, и, во-вторых, что период колебаний 20 мин у вспышки BY Dra 23—24. 05.84 г. является самым длинным из обнаруженных во вспышках.

[1] Звезда из каталога Герцшпрунга.

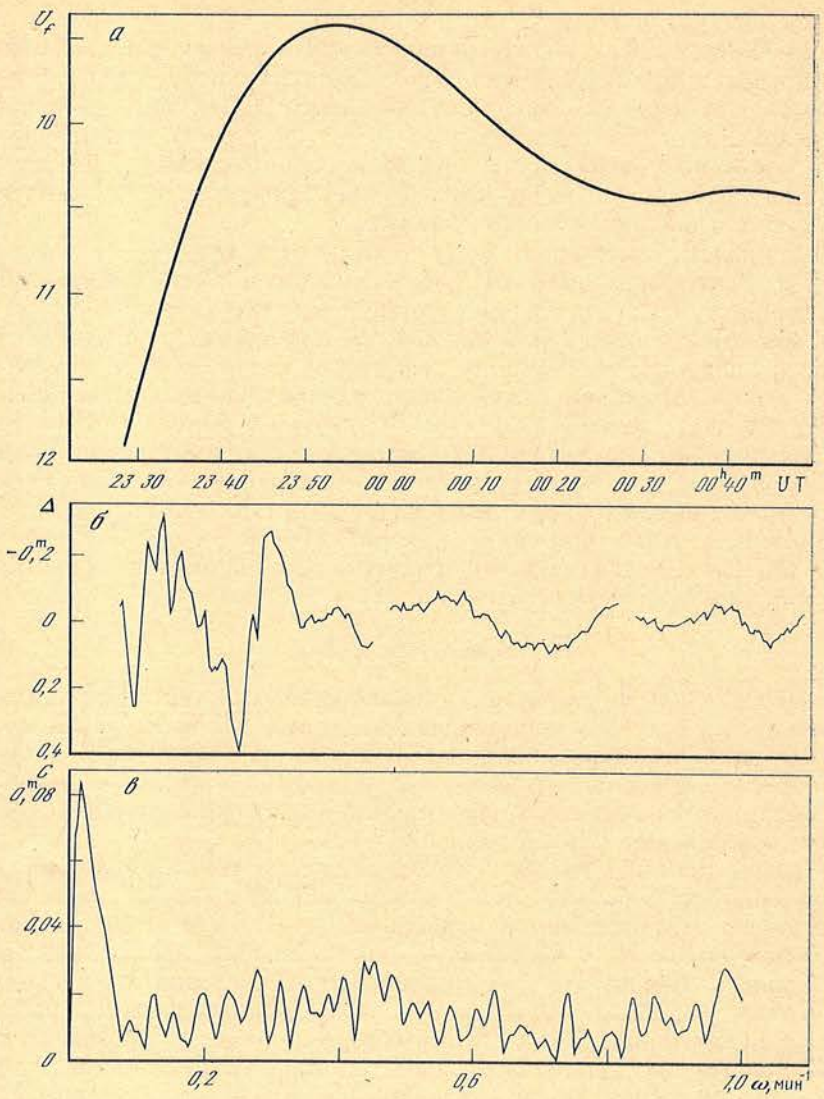


Рис. 4. Анализ кривой блеска вспышки

C — амплитуда, ω — частота. Шкала абсцисс *а* и *б* общая

Вопрос о колебаниях и вторичных максимумах звездных вспышек был рассмотрен Мулланом [22]. Им было показано, что вторичные максимумы (или «симпатические» вспышки) могут быть вызваны прохождением «моретоновской» волны от одной активной области к другой. Скорость «моретоновской» волны равна скорости альвеновской волны для ионов в короне v_{Ai}, она составляет 500—1000 км/с. Более высокочастотные колебания в звездных вспышках по Муллану могут быть вызваны происхождением волн, скорость которых равна альвеновской скорости для электронов в короне v_{Ae}, которая примерно в 30 раз больше, чем v_{Ai}.

Из наблюдений [23] и теории [24] известно, что темные пятна на BY Dra и других вспыхивающих звездах могут располагаться вблизи полюсов и что радиус BY Dra составляет 0,9 $R_\odot$ [25]. Таким образом, можно оценить, что времена прохождения ионных и электронных альвеновских волн для BY Dra не превышают $\pi R/v_{Ai} = 33 \div 66$ мин и $\pi R/v_{Ae} = 1 \div 2$ мин, что согласуется с отмеченными нами периодами от 1 до 20 мин.

Поскольку у большинства вспыхивающих звезд радиусы меньше, чем у BY Dra, то у них могут быть меньше верхние пределы расстояния между

активными областями и времени прохождения альвеновских волн. С другой стороны, известно, что средняя продолжительность вспышек увеличивается с увеличением светимости звезды и что BY Dra по светимости превосходит большинство известных вспыхивающих звезд окрестностей Солнца [9, 26, 27]. Поэтому мы считаем, что механизм колебаний, предложенный Мулланом, может дать общее объяснение колебаний, наблюдавшихся во вспышках BY Dra и других звезд. Однако такой вывод следует считать лишь предварительным. Во-первых, механизм Муллана нуждается в дальнейшем обосновании и детализации, которые могут его изменить. Так, в [28] с привлечением рентгеновских наблюдений звездных вспышек рассматривается распространение возмущения по магнитной арке, получены иные оценки времени и сделан вывод о «непрерывном нагреве» или наложении вспышек одна на другую, а не о колебательном процессе. Нам, однако, представляется, что во вспышке BY Dra 23—24.05.84 г. не было наложения нескольких вспышек, так как при общей ее продолжительности более полутора часов усиление непрерывной эмиссии в ней наблюдалось лишь в интервале, составляющем около 7 мин.

Заключение

Основные особенности медленной вспышки BY Dra 23—24.05.84 г. качественно сходны с особенностями других звездных вспышек, как быстрых, так и медленных. Эти особенности таковы: 1) наличие предвспышки; 2) усиление непрерывной эмиссии вблизи максимума вспышки; 3) колебания избыточного излучения вспышки. Как показывает наше исследование, непрерывная эмиссия вспышки BY Dra 23—24.05.84 г. вызвана в основном излучением оптически непрозрачного слоя с температурой 10^4 К и концентрацией $n_H = 10^{15}$ см$^{-3}$. Выделим также следующий результат, согласующийся с результатами других исследований: происхождение излучения предвспышки, восходящей и нисходящей ветвей вспышки иное, чем излучения вблизи максимума вспышки.

Частично наши результаты могут быть объяснены моделью звездных вспышек, рассматриваемой в [28—31] и основанной на аналогиях между звездными и солнечными вспышками. Эта модель предполагает импульсное образование нетепловых электронов в арочном магнитном поле, которые достигают хромосферы и фотосферы и вызывают в них тепловое свечение, наблюдавшееся как «белая» вспышка. Далее происходит «испарение»: нагрев вещества в арке, сопровождающийся всплеском мягкого рентгеновского излучения (см. также [32]). Наши наблюдения вспышки BY Dra 23—24.05.1984 г. показывают, что «белая» вспышка — это свечение оптически непрозрачного слоя, расположенного глубоко в атмосфере звезды. Кроме того, они указывают на возможное существование колебательного процесса внутри магнитной арки. Однако отмеченная модель нуждается в дальнейшей детализации для того, чтобы объяснить происхождение излучения, наблюдающегося во время предвспышки, на восходящей и нисходящей ветвях вспышки.

Автор глубоко благодарен В. П. Гринину за предоставленные им вычисления и плодотворное обсуждение данного исследования.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Giampapa M. S.*— In: Activity in red-dwarf stars: Proc. IAU Coll. N 71/ Eds. P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983, p. 223.
2. *Петров П. П., Чугайнов П. Ф., Щербаков А. Г.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69, с. 3.
3. *Rodono M.*— Astron. and Astrophys., 1974, vol. 32, p. 337.
4. *Moffett T. J.*— Nature Phys. Sci., 1972, vol. 240, p. 41.
5. *Килячков Н. Н., Меликян Н. Д., Мирзоян Л. В., Шевченко В. С.*—Астрофизика, 1979, т. 15, с. 625.
6. *Kodaira K., Ichimura K., Nishimura S.*— Publ. Astron. Soc., Japan, 1976, vol. 28, p. 665.
7. *Ройзман Г. Ш., Шевченко В. С.*— Письма в Астрон. журн., 1982, т. 8, с. 163.
8. *Johnson H. L.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1966, vol. 4, p. 193.

9. *Чугайнов П. Ф.* Фотометрическое и спектральное исследование нестационарных звезд низкой светимости. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: ГАИШ, 1982.
10. *Гринин В. П., Соболев В. В.*— Астрофизика, 1977, т. 13, с. 587.
11. *Bopp B. W., Gehrz R. D., Hackwell J. A.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, vol. 86, p. 939.
12. *Chugainov P. F.*— Inform. Bul. Var. Stars, 1984, N 2471.
13. *Чугайнов П. Ф., Ловкая М. Н.*— В кн.: Материалы симпоз. «Вспыхивающие звезды и родственные им объекты». М., 1985.
14. *Kodaira K.*— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 61, p. 625.
15. *Mullan D. J.*— Astrophys. J., 1976, vol. 210, p. 702.
16. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 65, с. 155.
17. *Bromage G. E., Patchett B. E., Phillips K. J. H.* et al.— In: Activity in red-dwarf stars: Proc. IAU Coll. N 71/Eds. P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983., p. 245.
18. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 44, с. 3.
19. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 38, с. 200.
20. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1969, т. 40, с. 33.
21. *Kunkel W. E.*— Astrophys. J., 1970, vol. 161, p. 503.
22. *Mullan D. J.*— Astron. and Astrophys., 1975, vol. 40, p. 41.
23. *Vogt S. S.*— In: Activity in red-dwarf stars: Proc IAU Coll. N 71/Eds P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983, p. 137.
24. *Mullan D. J.*— Irish Astron. J., 1976, vol. 12, N 5/6.
25. *Vogt S. S., Fekel F.*— Astrophys. J., 1979, vol. 234, p. 958.
26. *Haro G., Chavira E.*— Bol. Obs. Tonantzintla y Tacubaya, 1955, N 12, p. 3.
27. *Kunkel W. E.*— In: Low luminosity stars / Ed. S. S. Kumar. Gordon a Breach, 1968, p. 195.
28. *Haisch B. M.*— In: Activity in red-dwarf stars: Proc.IAU Coll. N 71/Eds P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983, p. 255.
29. *Mullan D. J.*— Irish Astron. J., 1976, vol. 12, N 7/8.
30. *Katsova M. M., Livshits M. A.*— In: Activity in red-dwarf stars: Proc. IAU Coll. N 71/ Eds P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983, p. 617.
31. *Byrne P. B.*— Armagh Obs. Prepr. Ser., N 14, 1985.
32. *Kahler S., Golub L., Hardnen F. R.* et al.— Astrophys. J., 1982, vol. 252, p. 239.

УДК 523.4:520.827

О ПЕРЕМЕННОСТИ ФОРМЫ КРИВЫХ БЛЕСКА DQ HERCULIS С 1954 по 1985 г.

Е. С. Дмитриенко

Проведен анализ изменения формы фотометрических кривых блеска DQ Her с 1954 по 1985 г. При этом исследовались кривые блеска 1954—1978 гг., опубликованные разными авторами, а также совместные наблюдения 1982—1985 гг. автора, Ю. С. Ефимова и Н. М. Шаховского.

Сравнение кривых блеска, выполненное с учетом вклада от визуального спутника и небулярной оболочки, показало следующее.

Изменение блеска DQ Her в течение времени с 1954 по 1985 г. обусловлено переменностью светимости ее главного компонента.

По максимальному внезатменному блеску на фазах 0,40—0,60, его превышению над уровнем блеска на фазах около 0,2 и высоте горба перед затмением относительно этого уровня кривые блеска DQ Her можно разделить на три типа (см. рис. 3, 4).

Каждый этап изменения мощности излучения главного компонента системы характеризуется одним из трех типов кривых блеска.

Рассмотрен вопрос о возможном соответствии перехода DQ Her между состояниями с минимальной и максимальной светимостью и перерастания нормальной вспышки в сверхвспышку у карликовых новых подгруппы SU UMa.

ON THE LIGHT CURVES VARIABILITY OF DQ Her FROM 1954 TO 1985, by *E.S.Dmitrienko*.— The variations of the light curves shapes obtained by photometrical observations of DQ Her in 1954—1985 have been analyzed using 1954—1978 light curves published by dif-

ferent authors and those obtained by the author in 1982—1985 in collaboration with Yu. S. Efimov and N. M. Shakhovskoy.

The comparison of the light curves made with the account on the contributed light from the visual component and nebula showed, that the light variations of DQ Her in the period from 1954 to 1985 were caused by its primary component luminosity variations. All the light curves can be classified into three types (see fig. 3,4) according to maximal non-eclipsing light in 0.40—0.60 phases, its excess of the light in 0.2 phase and the height of shoulder appearing prior to the eclipse. Each state of the power variations in the primary component is characterized by one of the three types of light curves.

A possible similiarity between luminosity variations from maximal to minimal in DQ Her and developing a normal outburst into a superburst for dwarf novae of SU UMa type has been also considered.

Введение

Большому интересу, проявляемому к DQ Her, способствовала вспышка Новой в 1934 г. и открытие Уокером в 1954 г. ее двойственности [1]. Глубокий минимум блеска DQ Her в затмении свидетельствует о близости к 90° угла между орбитальной плоскостью системы и картинной плоскостью. Вследствие этого вклад различных источников излучения в общую светимость зависит от орбитальной фазы, что отражается на форме кривой блеска. Изменение формы кривой блеска DQ Her со временем, таким образом, содержит важную информацию об эволюции излучения ее компонент.

Здесь приводятся результаты анализа переменности формы кривых блеска DQ Her с 1954 по 1985 г.

Материал наблюдений

Исследование выполнено на основе следующих наблюдений: *UBV*-фотометрия 1954—1956 гг. [1, 2] и 1975 г. [3], охватывающая весь орбитальный цикл системы; многоцветная спектрофотометрия 1978 г. для орбитальных фаз 0,90—0,11, включающая также измерение *UBVRI*-величин на фазах 0,90; 0,0; 0,11 и 0,67 [4]; пятицветная фотометрия в течение практически всего орбитального периода для 1982—1985 гг. Наблюдения проводились в широкополосной системе, близкой к стандартной *UBVRI*-системе Джонсона [5].

Некоторые сведения о DQ Her

По общепринятым в настоящее время представлениям, основывающимся на спектральных и фотометрических наблюдениях, DQ Her состоит из белого карлика с дискообразной оболочкой и красного карлика, заполняющего свою полость Роша.

Белый карлик с дискообразной оболочкой называют главным компонентом, а красный карлик — вторичным. Орбитальный период равен 04^h39^m. Блеск системы, наблюдаемый с 1954 г., обусловлен большей частью излучением дискообразной оболочки вокруг белого карлика. Она образуется за счет потери вещества красным карликом. В месте попадания теряемого им газа в дискообразную оболочку имеется так называемое горячее пятно. Горбы на кривой блеска до и после затмения соответствуют появлению горячего пятна на луче зрения наблюдателя. В DQ Her происходит затмение только главного компонента вторичным. Затмения вторичного компонента в пределах хаотических колебаний блеска нет.

Схема кривой блеска DQ Her и основные параметры этой кривой, используемые при анализе изменения ее формы

На рис. 1 приведена схематическая кривая блеска DQ Her. При анализе формы кривых блеска особое внимание уделялось участкам, соответствующим: 1) затмению главного компонента вторичным (орбитальная фаза $\Phi = 0{,}0$); 2) максимумам горба на кривой блеска до затмения ($\Phi \approx 0{,}89$) и после него

($\Phi \approx 0{,}13$), что вызвано совпадением максимума диаграммы направленности видимого от горячего пятна излучения с лучом зрения наблюдателя; 3) возможному локальному минимуму на фазах, близких к 0,20, когда горячее пятно уже скрылось от наблюдателя за дискообразную оболочку, а более яркая за счет эффекта отражения сторона красного карлика еще не появилась или только начинает появляться на луче зрения; 4) уровню блеска на фазах 0,40—0,60, где видна сторона вторичного компонента, обращенная к главному, а также область дискообразной оболочки, имеющая, возможно,

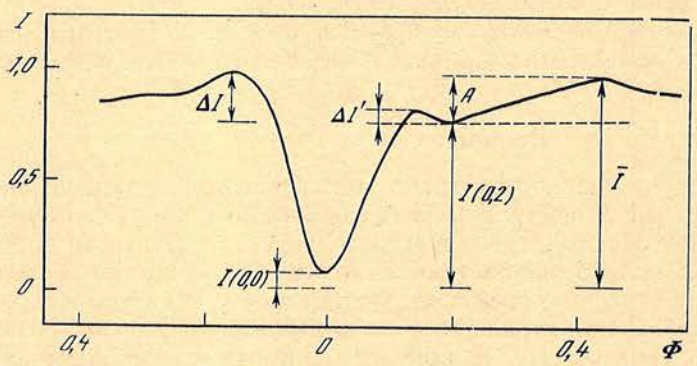


Рис. 1. Схематическая кривая блеска DQ Her

На оси ординат — относительные интенсивности, на оси абсцисс — орбитальная фаза Φ в долях периода. Описание параметров $\bar{I}$, A, I (0, 0), I (0, 2) и $\Delta I'$, ΔI см в тексте

бо́льшую поверхностную яркость по сравнению с той, что наблюдается на фазах около 0,08.

Для удобства сравнения кривые блеска берутся в относительных интенсивностях I. Интенсивность будет соответствовать мощности излучения в наблюдаемой полосе частот. Кривые блеска каждого фильтра выражаются в одних и тех же энергетических единицах.

Указанные выше участки кривой блеска характеризуются следующими параметрами (см. рис. 1).

1. Интенсивность в затмении I (0, 0).
2. Интенсивность в локальном минимуме на фазах около 0,20 I (0,2).
3. Глубина затмения $U = I$ (0, 2) $- I$ (0, 0).
4. Высота горба относительно уровня интенсивности в локальном минимуме до затмения — ΔI и после него — $\Delta I'$.
5. Максимальная интенсивность вне затмения на фазах 0,40—0,60 $\bar{I}$. Она получается усреднением по нескольким синусоидальным колебаниям интенсивности. Последние происходят с периодом 71 с и с амплитудой в несколько сотых звездной величины [1, 2].
6. Превышение A максимальной интенсивности $\bar{I}$ над интенсивностью в локальном минимуме $\bar{I}$ (0, 2): $A = \bar{I} - I$ (0, 2).

О визуальном спутнике DQ Her

Согласно [4] у DQ Her имеется визуальный спутник. Это звезда главной последовательности спектрального класса позднего F или раннего G. Она находится на 4″ к югу от DQ Her. Поэтому при анализе кривых блеска, полученных с диафрагмами, бо́льшими 4″, необходимо учитывать вклад визуального спутника. Для рассматриваемой здесь задачи интенсивность его излучения I_S можно считать постоянной. В силу этого учет визуального спутника сведется к сдвигу всей наблюденной кривой блеска по оси интенсивностей вниз на величину I_S. Последняя, например, в 1978 г. составляла от внезатменной интенсивности DQ Her около 5% [4].

В затмении интенсивность DQ Her равна примерно величине I_S в UBV и почти в три раза превышает ее в RI. За исключением 1978 г., учет визуального спутника нужен для всех исследуемых кривых блеска.

О небулярной оболочке

После вспышки Новой в 1934 г. вокруг DQ Her появилась небулярная оболочка. В 1978 г. ее интенсивность I_N была равной 1,5% от внезатменной интенсивности составного источника, DQ Her, небулярной оболочки и визу-

ального спутника [4]. К 1982 г. величина I_N должна стать еще меньше. Благодаря этому при анализе кривых блеска 1982—1985 гг. вкладом небулярной оболочки можно пренебречь. Напротив, в 1954 г. этот вклад был значителен.

Грубую оценку зависимости I_N со временем можно получить следующим образом. Пусть I_Σ (0, 0) — интенсивность суммарного излучения от небулярной оболочки, визуального спутника и DQ Her на фазе 0, 0. Так как кривые блеска DQ Her показывают глубокие затмения основного источника излучения — главного компонента, то вклад его незатмеваемых на фазе 0, 0 частей в общую интенсивность I_Σ (0, 0) будет мал. Согласно [6] он составлял около 10—30% в 1954 г. и около 30—50% в 1975 г. Сама величина I_Σ (0, 0) с 1954 по 1975 г. уменьшилась примерно в 1,7 раза в среднем по UBV. По сравнению с этим переменностью излучения незатмеваемых на фазе 0, 0 частей главного компонента можно пренебречь. Тогда скорость падения интенсивности излучения небулярной оболочки должна быть приблизительно такой же, как скорость изменения величины I_Σ (0, 0). В 1978 г. отношение I_N/I_Σ (0, 0) составляло около 18% [4]. Тогда значения I_N/I_Σ (0, 0), например, в фильтре B, найденные по скорости падения интенсивности составного источника в затмении, для 1954, 1971 и 1975 гг. будут соответственно 80, 82 и 35%. Эти значения согласуются с теми, которые получены при использовании результатов решения затменных участков кривых блеска из [6]: 85—65% для 1954 г. и 30—50% для 1975 г.

Учет влияния небулярной оболочки будет сводиться, таким образом, к сдвигу наблюденной кривой блеска по оси интенсивностей вниз на величину I_N, зависящую от даты наблюдений.

Изменение мощности излучения DQ Her на фазах 0,40—0,60 и 0,0 в течение времени с 1954 по 1985 г.

Как показано выше, кривая блеска DQ Her получается из наблюденной кривой путем ее сдвига по оси интенсивностей вниз на величину, равную сумме интенсивностей визуального спутника и небулярной оболочки. Причем первую можно считать постоянной, а вторая меняется со временем.

На рис. 2 приведены графики зависимостей интенсивностей DQ Her I (0, 0) и $\bar{I}$ в затмении и вне его соответственно, а также глубины затмения U для фильтра B. За энергетическую единицу берется величина блеска 14^m21. Цифрами 1—6 на оси абсцисс обозначены 1954, 1971, 1975, 1976, 1977 и 1978 гг.; цифрами 7—11 — 26.05, 27.05, 19.07, 20.07 и 14.09 1982 г.; 12—14.09 1983 г.; 13 — 29.07 1984 г.; 14—16 — 20.04, 19.05 и 22.05 1985 г.

Доля интенсивности излучения небулярной оболочки от интенсивности составного источника на фазе 0, 0 принимается равной 80% в 1954 г. и 35% в 1975 г. Необходимо отметить, что для 1971, 1976—1977 гг. опубликованы внезатменные величины блеска составного источника без указания соответствующих орбитальных фаз [7]. Поэтому внезатменные интенсивности DQ Her на графике для этих дат, возможно, не являются максимальными. Как правило, внезатменный блеск DQ Her значительно меняется с орбитальной фазой. Это может быть вызвано не только последовательным появлением на луче зрения различных источников излучения, таких, например, как горячее пятно или нагретая за счет эффекта отражения сторона красного карлика. Существование отдельных газовых сгустков вокруг компонент DQ Her будет приводить к поглощению части их излучения, изменяя тем самым форму кривой блеска. Не исключено, что этим обусловлено уменьшение внезатменной интенсивности, часто наблюдаемое на фазах около 0,7. Общая газовая оболочка системы также может оказывать влияние на кривую блеска [8]. В связи с этим при сравнении внезатменных интенсивностей DQ Her на кривых блеска различных дат необходимо учитывать, к каким орбитальным фазам они относятся.

На рис. 2 (*2*) для примера приведена интенсивность DQ Her, наблюдаемая на фазе 0,67 в 1954, 1975, 1978 гг., 27.05, 14.09 1982 г., 14.08 1983 г., 29.07 1984 г. и 18.05 1985 г.

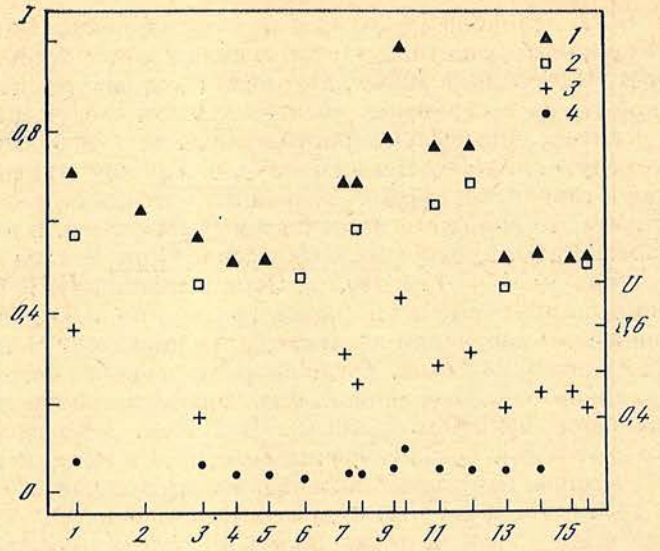


Рис. 2. Зависимость от времени глубины затмения и интенсивности излучения DQ Her в затмении и вне его для фильтра *B*

1 — максимальная интенсивность DQ Her $\bar{I}$ на фазах 0,40—0,60;
2 — интенсивность излучения DQ Her на фазах около 0,67;
3 — глубина затмения *U*, равная разности *I* (0, 2)—*I* (0,0);
4 — интенсивность DQ Her *I* (0, 0) в затмении.
На оси абсцисс — дата наблюдения, на оси ординат-шкала относительных интенсивностей (слева) и шкала глубины затмения (справа)

Аналогичные зависимости от времени величин $\bar{I}$, *U* и *I* (0, 0) получены для *UV*-фильтров в 1954—1985 гг. и для *RI*-фильтров в 1978—1985 гг. Согласно этим зависимостям с 1954 по 1978 г. происходит уменьшение внезатменной интенсивности DQ Her примерно в 1,5 раза в среднем по *UBV*. Но в 1982 г. она вновь увеличилась приблизительно в 1,5 раза в *UBV* и в 2 раза в *RI* (в среднем по всем ночам наблюдений). В 1983 г. внезатменная интенсивность DQ Her такая же, как и в 1982 г. Однако в 1984 г. она понизилась примерно до уровня 1978 г. и к 1985 г. практически не менялась.

По сравнению с внезатменной интенсивность в затмении испытывает лишь незначительные колебания. В силу этого изменение мощности излучения системы со временем должно определяться эволюцией ее главного компонента. Последний за счет эффекта отражения может оказывать значительное влияние на вторичный компонент. А именно: возрастание мощности излучения главного компонента будет приводить к поярчанию обращенной к нему стороны вторичного компонента, и наоборот. Это вызовет увеличение в первом случае и уменьшение соответственно во втором случае мощности излучения DQ Her на фазах 0,40—0,60 относительно той, что наблюдается на фазах около 0,2. На разность $A = \bar{I} - I$ (0,2) может также влиять и неравномерное распределение видимой яркости по поверхности дискообразной оболочки.

В 1982—1985 гг. кривые блеска показывают бо́льшую амплитуду изменений величины *A*, чем в 1954—1956 гг. Это свидетельствует об усилении эффекта отражения и/или эффекта неравномерного распределения поверхностной яркости главного компонента в 1982—1985 гг. В отличие от стороны вторичного компонента, обращенной к главному, его противоположная сторона не испытывает заметных колебаний яркости. Распределение энергии в спектре ее излучения соответствует звезде главной последовательности спектрального класса M3.8—M5 [4]. Доля ее в общей светимости системы будет около нескольких процентов. Величина *A* зависит от фильтра, в котором получена данная кривая блеска. Так, например, для 20.07 и 14.09 1982 г. эффект отражения может вызывать увеличение интенсивности излучения красного карлика на фазах 0,40—0,60 по сравнению с тем, что наблюдается на фазе 0, 0, примерно в 50 и 30 раз в *UBV* и в 4 и 2 раза в *RI* соответственно. Превышение $\bar{I}$ над *I* (0,2) может быть также обусловлено и неравномерным распределением видимой яркости на дискообразной оболочке. Поэтому приведенные выше оценки соответствуют максимальным значениям.

Результаты анализа изменения формы кривых блеска DQ Her с 1954 по 1985 г.

Из сравнения кривых блеска DQ Her 1982—1985 гг. следует, что по параметрам $\bar{I}$, *A* и ΔI их можно разделить на три типа. Первому, второму и третьему типам соответствуют наименьшие, промежуточные и наибольшие значе-

Рис. 3. Зависимость параметров ΔI, $\bar{I}$ и A от типа кривой блеска для фильтра B

Параметры ΔI, $\bar{I}$, A обозначены треугольниками, кружками и квадратами соответственно. По оси ординат отложены значения параметров в относительных единицах, по оси абсцисс — тип кривой блеска. За единицу выбиралась величина параметра на кривой блеска третьего типа

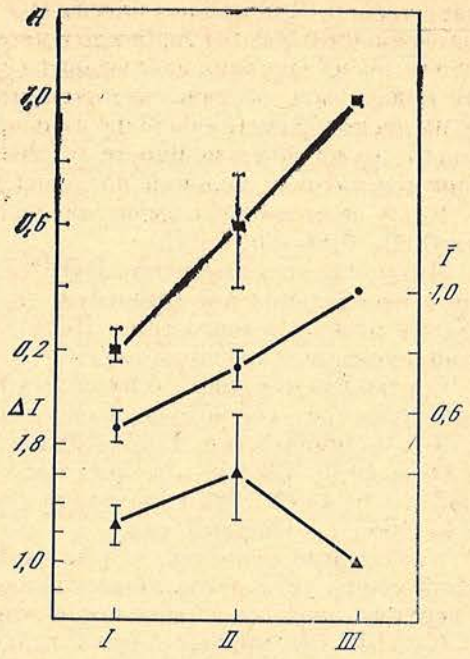
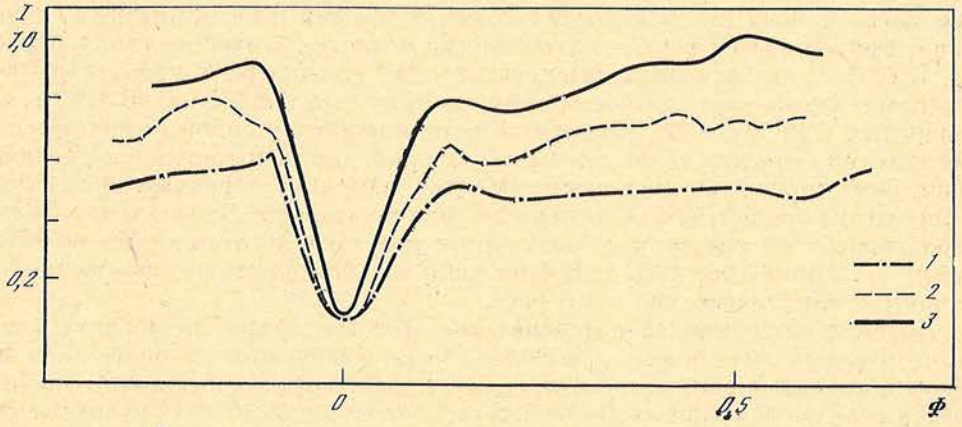


Рис. 4. Схематические кривые блеска DQ Her в фильтре B

Кривые *1—3* соответствуют первому, второму и третьему типам. На оси ординат — относительные интенсивности. На оси абсцисс — орбитальная фаза в долях периода



ния величин $\bar{I}$ и A; и промежуточные, наибольшие или промежуточные и наименьшие из всех наблюдаемых значения ΔI. В инфракрасной области спектра различие между кривыми разных типов проявляется в меньшей степени, чем в видимой области.

На рис. 3 приведены зависимости от типа кривой блеска параметров ΔI (нижняя кривая), $\bar{I}$ (средняя кривая) и A для фильтра B. Они получены путем усреднения по четырем индивидуальным кривым в случае первого и второго типов. Кривая блеска третьего типа наблюдалась только 20.07 1982 г. Вертикальными линиями обозначены максимальные отклонения параметров индивидуальных кривых блеска от средних значений. Аналогичные зависимости получаются и в $UVRI$-фильтрах.

На рис. 4 представлены схематические кривые блеска всех трех типов в фильтре B в шкале относительных интенсивностей I. Единичной интенсивности соответствует звездная величина, равная $14^m.21$. Кривые построены по точкам, усредненным за несколько 71-секундных колебаний. Точки выбирались на орбитальных фазах, где наблюдаются наибольшие характерные изменения формы кривой блеска. Относительные ошибки величины I в случае внезатменных участков кривых блеска равны 1—2%; для орбитальных фаз около 0,0—(5 ÷ 10)%.

За исключением более высоких горбов после затмения, кривые блеска 1954 и 1975 гг. близки по форме к кривым блеска второго и первого типов со-

ответственно. Для кривых блеска DQ Her 1954—1975 гг. характерно различное соотношение высот горбов до и после затмения. В отличие от этого в 1982—1985 гг. после затмения наблюдаются существенно меньшие горбы, чем до него. Это может быть вызвано несколькими причинами: смещением горячего пятна на дискообразной оболочке дальше от линии, соединяющей центры компонент; изменением мощности и/или диаграммы направленности излучения горячего пятна и условий поглощения его излучения окружающим газом.

Как уже отмечалось выше, наблюдения 1978 г. проводились только на фазах 0,90—0,11 и 0,67 [4].

Интенсивность излучения DQ Her на фазе 0,67 (см. рис. 2) и высоты горбов относительно этой интенсивности в 1978 г. примерно такие же, как и у кривых блеска первого типа. Поэтому вероятно, что кривые блеска 1978 г. принадлежали к первому типу.

Соответствие кривых блеска DQ Her, наблюдавшихся с 1954 по 1985 г., одному из трех типов будет следующим: 1954—1956 гг.— второй тип; 1975, 1978 гг.— первый тип; 1982—1983 гг.— второй и третий типы, причем 25—27.05 и 19.07 1982 г.— второй тип, 20.08 1982 г.— третий тип, 13—15.09 1982 г.— и 14.08 1983 г.— второй тип; 29.07 1984 г. и 20.04, 18—22.05, 8—12.07 1985 г.— первый тип.

Необходимо отметить, что из-за большой временнóй скважности наблюдений можно установить лишь нижние пределы изменений величин $\bar{I}$, A и ΔI и верхние пределы длительности этих изменений.

Каждый тип кривых блеска характерен для определенного этапа изменения внезатменной интенсивности DQ Her со временем. Так, при уменьшении внезатменной интенсивности системы с 1954 по 1975 г. примерно в 1,3 раза в среднем по UBV форма кривых блеска меняется от второго типа к первому. В 1978 г. внезатменная интенсивность DQ Her близка к уровню 1975 г., а кривые блеска принадлежат к тому же типу, что и в 1975 г. В 1982 г. по сравнению с 1978 г. наблюдается возрастание внезатменной интенсивности системы, оно происходит в два этапа. Первый этап заканчивается увеличением внезатменной интенсивности DQ Her, например в фильтре B на 23%, и переходом кривых блеска от первого типа ко второму. Далее, через 54 сут наблюдаются все еще кривые блеска этого типа. Второй этап длится не более суток — с 19 по 20.07 1982 г. В фильтре B ему соответствует повышение величины $\bar{I}$ приблизительно в 1,5 раза.

Падение внезатменной интенсивности DQ Her также происходит в два этапа. Первый этап за время не более 55 сут завершается возвращением системы к кривым блеска второго типа. Примерно через год после этого наблюдается этот же тип кривых (14.08 1983 г.). Однако к 29.07 1984 г. внезатменная интенсивность DQ Her падает практически до уровня 1978 г., а тип кривых блеска становится первым. Весной и летом 1985 г. кривые блеска все еще относились к первому типу.

Сравнение изменений кривых блеска DQ Her и карликовых новых подгруппы SU UMA. По современным представлениям активность как постновых, так и карликовых новых должна определяться скоростями обмена масс между компонентами этих систем. Постновые имеют скорости обмена масс, по порядку величины такие же, как и карликовые новые во время вспышки [9]. Таким образом, постновая постоянно пребывает в состоянии «вспышки» по отношению к обычному состоянию карликовой новой, в котором последняя находится около 90% своей жизни. Как известно, существует подгруппа карликовых новых — звезды типа SU UMa, показывающая «дополнительную» активность на фоне нормальной вспышки — сверхвспышку. Амплитуда вспышки карликовой новой порядка 5^m. Во время сверхвспышки блеск возрастает еще примерно на 1^m.

Интересно отметить следующую аналогию в поведении кривых блеска у DQ Her при переходе от первого типа к третьему и у карликовых новых подгруппы SU UMa при перерастании нормальной вспышки в сверхвспышку:

1) кривые блеска затменных карликовых новых, например Z Cha [10], во время нормальной вспышки не имеют заметных горбов до и после затмения, что характерно и для кривых блеска DQ Her первого типа;

2) увеличение блеска в случае перехода карликовой новой из нормальной вспышки в сверхвспышку порядка 1^m. Изменение кривых блеска DQ Her от первого типа через второй к третьему сопровождается повышением блеска примерно на $0^m.75$;

3) у DQ Her наблюдается превышение блеска на фазе около 0,5 над блеском на фазе 0,2. Для кривых блеска третьего типа оно равно $0^m.3$, для второго и первого типов — $0^m.1$ и $0^m.07$ соответственно.

Во время супервспышки у карликовых новых также имеется скачок блеска на $0^m.3$ в начале и на $0^m.1$ в конце супервспышки. Эти скачки блеска, называемые сверхгорбами, появляются с периодом, чуть бóльшим орбитального [9]. Следует отметить, однако, что кривая блеска DQ Her третьего типа наблюдалась только один раз. Поэтому ничего не известно о поведении скачка интенсивности $A = \bar{I} - I$ (0,2) со временем.

Близкие значения скоростей обмена масс у DQ Her и у карликовых новых во время вспышки, а также рассмотренное выше сходство в поведении кривых блеска позволяют предположить, что активность DQ Her, наблюдаемая при переходе от кривых блеска первого типа к кривым блеска третьего типа, аналогична той, которая обусловливает перерастание нормальной вспышки в сверхвспышку у карликовых новых подгруппы SU UMa. Только в отличие от карликовых новых, супервспышка которых длится около 10—18 сут, DQ Her совершает переход между состояниями с кривыми блеска первого и третьего типов за время, не меньшее 109 сут.

Основные выводы

Основные выводы по исследованию формы кривых блеска QD Her за период времени с 1954 по 1985 г. сводятся к следующим.

С 1954 по 1985 г. внезатменный блеск DQ Her претерпевал значительные изменения. Они обусловлены эволюцией главного компонента системы.

Каждому этапу изменения внезатменного блеска DQ Her свойственны кривые блеска определенного вида (типа). По независимым параметрам $\bar{I}$, A и ΔI кривые блеска делятся на три типа. Первому, второму и третьему типам соответствуют минимальные, промежуточные и максимальные значения A и $\bar{I}$, а также промежуточные наибольшие или промежуточные и наименьшие из всех наблюдаемых значений ΔI. В видимой области спектра различия между типами кривых проявляются в большей степени, чем в инфракрасной области. Это обусловлено, вероятно, тем, что максимум распределения энергии в излучении от дискообразных оболочек постновых лежит в голубой области спектра.

Возрастание светимости главного компонента системы, наблюдаемое по кривым блеска третьего типа в сравнении с кривыми первого и второго типов, может сопровождаться неравномерностью распределения видимой яркости по его поверхности, а также усилением эффекта отражения на красном карлике. Этим объясняется увеличение параметра A на кривых блеска третьего типа.

Имеется сходство в поведении кривых блеска DQ Her и карликовых новых подгруппы SU UMa в активной фазе. Этот факт наряду с близостью скоростей обмена масс в постновых и в карликовых новых во время вспышки свидетельствует о возможном соответствии перехода DQ Her между состояниями с минимальной и максимальной светимостями и перехода карликовой новой подгруппы SU UMa от простой вспышки к сверхвспышке.

Выражаю глубокую благодарность Н. М. Шаховскому и Ю. С. Ефимову за участие в наблюдениях; Н. Н. Петровой, Н. И. Меркуловой, М. Н. Ловкой, Н. Х. Миникулову, Н. Г. Бескровной за помощь при наблюдениях, В. Т. Жоголевой за помощь в оформлении статьи.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Walker M. F.*— Astrophys. J., 1954, vol. 123, p. 68—89.
2. *Walker M. F.*— Astrophys. J., 1958, vol. 127, p. 319—350.
3. *Nelson M. R., Olson E. C.*— Astrophys. J., 1976, vol. 207, p. 195—200.
4. *Schneider D. P., Greenstein J. L.*— Astrophys. J., 1979, vol. 233, p. 935—945.
5. *Дмитриенко Е. С., Ефимов Ю. С., Шаховской Н. М.*— Астрофизика, 1985, т. 22, вып. 1, с. 31—42.
6. *Дмитриенко Е. С., Черепащук А. М.*— Астрон. журн., 1980, т. 57, вып. 4, с. 749—761.
7. *Patterson J., Robinson E. L., Nather R. E.*— Astrophys. J., 1978, vol. 224, p. 570—583.
8. *Пустыльник И. Б., Эйнасто Л.*— Письма в Астрон. журн., 1984, т. 10, № 7, с. 516—522.
9. *Vogt N.*— Astron. Ges. Mitt., 1982, N 57, S. 79—118.
10. *Warner B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, vol. 168, p. 235—247.

УДК 523.332

ОПРЕДЕЛЕНИЕ *UBV*-ВЕЛИЧИН ПО ДАННЫМ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КАТАЛОГОВ

В. И. Бурнашев

Определены коэффициенты связи между наблюдаемыми значениями V, $(B-V)$, $(U-B)$ и вычисленными на основе данных сводного спектрофотометрического каталога [6]. Средняя величина отклонений между наблюдаемыми и вычисленными значениями: $\Delta V = \pm 0^m.04$; $\Delta(B-V) = \pm 0^m.02$; $\Delta(U-B) = \pm 0^m.05$. Проведен анализ причин расхождений между значениями коэффициентов связи, определенных разными авторами.

DETERMINATION OF *UBV*-MAGNITUDES BASED ON THE DATA OF SPECTROPHOTOMETRIC CATALOGUES, by *V. I. Burnashev*.— The coefficients of relations between the observed and calculated *UBV*-magnitudes based on the data in compiled catalogue [6] were determined. The mean standard deviations of the calculated values of V, $B-V$, $U-B$ are $\pm 0^m.04$; $\pm 0^m.02$; $\pm 0^m.05$ correspondingly. The discrepancy between the coefficients derived by different authors is analyzed.

Одним из методов контроля и выявления систематических погрешностей спектрофотометрических каталогов является вычисление с помощью известных кривых реакций каких-либо фотометрических систем звездных величин и показателей цвета и последующее их сравнение с наблюденными значениями. Такое сравнение с данными *UBV*-фотометрии проводилось многими авторами спектрофотометрических каталогов [1—4].

Кроме того, в последние годы резко увеличилось число публикаций, посвященных абсолютным спектрофотометрическим исследованиям переменных звезд. При сопоставлении получаемых результатов с данными широкополосной фотометрии, зачастую полученными много лет назад, и для оценки влияния различных спектральных особенностей на наблюдаемые кривые блеска и цвета также приходится пользоваться вычисленными значениями *UBV*-величин. Наконец, при расчетах моделей звездных атмосфер с целью облегчения сравнения теоретических моделей с результатами наблюдений часто наряду со значениями выходящего потока приводятся и вычисленные значения показателей $(U-B)$ и $(B-V)$ [5].

Между тем коэффициенты уравнений связи между наблюдаемыми и вычисленными значениями, приводимые разными авторами, довольно заметно различаются между собой. Поэтому представляет интерес провести анализ причин таких расхождений, а также оценить надежность вычисленных *UBV*-величин по данным сводного спектрофотометрического каталога, созданного путем сведéния данных нескольких каталогов в единую спектрофотометрическую систему [6].

Звездные величины m_V и показатели цвета C_{U-B} и C_{V-B} вычисляются следующим образом:

$$m_V = -2{,}5 \lg \int E(\lambda)\, \sigma_V(\lambda)\, d\lambda,$$

$$C_{U-B} = -2{,}5 \left[\lg \int E(\lambda)\, \sigma_U(\lambda)\, d\lambda - \lg \int E(\lambda)\, \sigma_B(\lambda)\, d\lambda\right], \qquad (1)$$

$$C_{B-V} = -2{,}5 \left[\lg \int E(\lambda)\, \sigma_B(\lambda) d\lambda - \lg \int E(\lambda)\, \sigma_V(\lambda)\, d\lambda\right],$$

где интегрирование производится в пределах спектральной области каждой кривой реакции: $\sigma_U(\lambda)$; $\sigma_B(\lambda)$; $\sigma_V(\lambda)$. $E(\lambda)$ — монохроматическая освещенность на границе земной атмосферы.

При сравнении с наблюдаемыми значениями обычно предполагается линейная связь:

$$(U - B) = a_1 C_{U-B} + b_1,$$

$$(B - V) = a_2 C_{V-B} + b_2,$$

$$V = a_3 m_V + b_3. \qquad (2)$$

В таблице даны некоторые результаты вычислений, проведенных разными авторами. При этом коэффициенты, определенные Новиковым [2], были преобразованы к виду, приведенному в таблице, на основании средних величин невязок $\Delta(U - B) = (U - B)_{\text{выч}} - (U - B)_{\text{наб}}$; $\Delta(B - V) = (B - V)_{\text{выч}} - (B - V)_{\text{наб}}$, взятых оттуда же.

№ п/п	U—B		B—V		V		Источник
	a_1	b_1	a_2	b_2	a_3	b_3	
1	1	−1,33	1	+0,67			Харитонов [1]
2	0,999	−1,287	1,024	+0,742	0,998	(+6,230)	Новиков [2]
3	0,978	(−0,107)	1,030	(0,009)			Ган, Страйкер [3]
4	1,140	−1,880	0,994	+0,736	1,002	−13,711	Джекоб и др. [4]
5	0,921	−1,093	1,024	+0,91			Куруц [5]
6	1	−1,35	1	+0,72			Каваляускайте и др. [11]
7	1	−1,33	1	+0,71			Страйжис [12]
8	1	−1,093	1	+0,710			Басер [13]
9	0,905	−1,059	1,019	+0,688	1,003	−13,72	Бурнашев, 1972—1979 гг.
	$(B-V)<0$						
	1,136	−1,330					
	$(B-V)>0$						
10	0,980	−1,305	1,002	+0,734	0,993	−13,743	Бурнашев [6]
	0,003	+0,003	±0,002	±0,001	0,002	±0,003	
	$(B-V)<0{,}1$						
	1,042	−1,356					
	0,004	±0,002					
	$(B-V)>0{,}1$						

При этом, по-видимому, значение коэффициента b_3 включает в себя некоторую постоянную составляющую, обусловленную способом вычислений. Заметное отличие коэффициентов b_1 и b_2, определенных Ганом и Страйкером [3], от остальных, приведенных в таблице, возможно, обусловлено аналогичной причиной. Отклонение величины b_1, определенной Джекобом и др. [4], вызвано тем, что распределение энергии в спектрах звезд их каталога начинается с длины волны 3510 Å, т. е. не включает в себя довольно значительную часть полосы U. Куруцем [5] для величин $(B - V)$ приведены коэффициенты, вычисленные Маффеем и Сэндиджем [7] с помощью спектрофотометрических

данных всего для семи звезд. Харитоновым [1] взяты коэффициенты, определенные в свое время Ажусенисом и Страйжисом при уточнении ими кривых реакции системы UBV [8].

Причин оставшихся различий между данными разных авторов может быть несколько.

1. Различие абсолютных калибровок исходных спектрофотометрических данных, взятых для расчетов по формулам (1). Другими словами, разные значения $E(\lambda)$ в одних и тех же длинах волн взяты для одних и тех же звезд. Новиковым [2] взяты данные для звезд, наблюдавшихся в Чили [9], представляющие собой детальные, с шагом 25 Å, кривые распределения энергии в спектрах 303 звезд, абсолютизированные к системе Оука — Шилда [10]. Абсолютная калибровка большей части материала, использованного Каваляускайте и др. [11], основана на распределении энергии в спектре первичного стандарта α Lyr, определенного по модели Михаласа, и представляет собой набор данных, полученных разными авторами в отдельных, далеко отстоящих точках спектра, что неизбежно приводит к ошибкам интерполяции, малосущественным, впрочем, для звезд ранних спектральных классов. С другой стороны, применение только ранних звезд дает малый интервал показателей цвета для определения коэффициентов связи в соотношениях (2). Отметим попутно, что вычисления Каваляускайте, выполненные с данными Харитонова в системе абсолютной калибровки, принятой многими советскими исследователями до 1979 г. (система «Харитонов-68»), показали систематические отличия для показателей и величин, вычисленных по формулам (1).

Страйжисом [12] взят большой объем спектрофотометрических данных, редуцированных к системе абсолютной калибровки, использованной Каваляускайте. Та же система применена и в расчетах Басера [13], который взял средние кривые распределения энергии по данным Страйжиса и Свидерскене [14].

Каталог Джекоба и др. [4] построен в системе абсолютной калибровки Хейеса — Латама [15]. Каталог Гана и Страйкера [3] базируется на среднем из абсолютных калибровок Оука — Шилда [10] и Хейеса — Латама [15]. В строке 9 таблицы приведены коэффициенты, определенные с помощью спектрофотометрических данных, полученных в течение 1972—1979 гг. в Крымской обсерватории. Система абсолютной калибровки была основана на распределении энергии в спектре первичного стандарта α Lyr по данным Харитонова и др. [16]. При построении сводного каталога [6] все исходные данные были редуцированы в новую систему абсолютной калибровки Харитонова [17], представляющую собой среднее из результатов калибровок Харитонова и др. [18], Хейеса и Латама [15] и Тьюга и др. [19].

Как показывает сравнение коэффициентов, определенных при помощи близких или даже одинаковых кривых реакции систем BV [2, 5, 6, 11, 12, 13] и системы U [2, 6, 11, 12], но по спектрофотометрическим данным в разных системах абсолютных калибровок, расхождения для значений коэффициента a_3 составляют несколько тысячных, для b_3 около 0,03, для a_2 около 0,02, для b_2 около 0,06, для a_1 и b_1 около 0,05.

2. Важную роль в наблюдаемых различиях коэффициентов связи играет неопределенность кривых реакции системы UBV. Новиковым [2], Каваляускайте и др. [11], Страйжисом [12] и в наших расчетах взяты кривые, рекомендованные Ажусенисом и Страйжисом [8, 12]. На рис. 1 они изображены сплошной линией. Куруц [5] использовал кривые, определенные Маффеем и Сэндиджем [7]. Коэффициенты связи для непокрасневших звезд, вычисленные Ганом и Страйкером [3], также базируются на этих кривых. Между тем их можно считать не более чем одним из возможных вариантов системы UBV. Отличие кривых, принятых Басером [13], от кривых Ажусениса и Страйжиса заключается лишь в небольшом, на 50 Å, сдвиге длинноволновой границы полосы U (штрихпунктирная линия на рис. 1). Рекомендуемый Ажусенисом и Страйжисом вариант системы UBV, опубликованный в монографии Страйжиса [12], содержит четыре кривых, так как из-за сложностей учета атмосферной экстинкции при дальнейшем сравнении вычисленных показателей с наблюдаемыми даны два варианта системы B, один из которых (B_p)

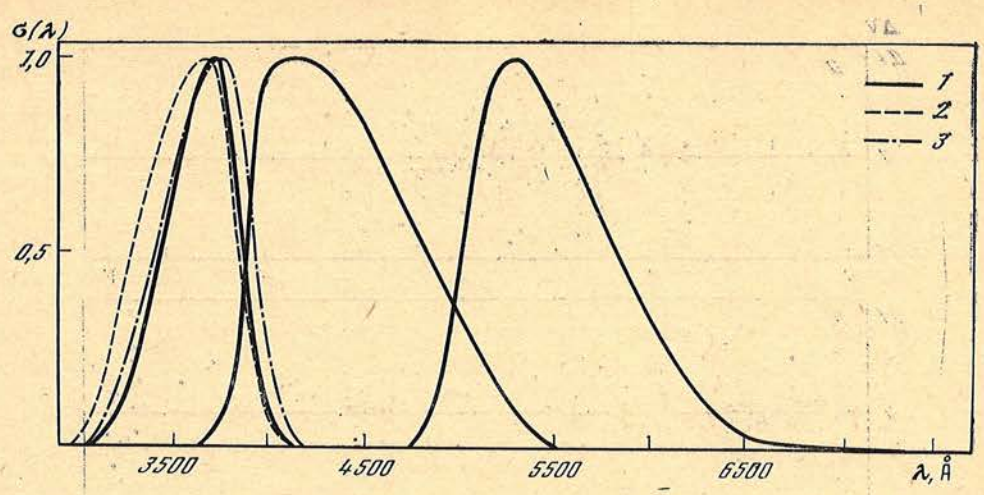


Рис. 1. Система UBV

1 — кривые U_pBV по данным Ажусениса и Страйжиса [12]; *2* — «зимняя непокрасневшая система» (Ажусенис и Страйжис [20]); *3* — модифицированная полоса U по данным Басера [13]

наряду с пропусканием оптики и чувствительностью ФЭУ включает также и пропускание земной атмосферы. Для того чтобы не загромождать чертеж, эта кривая на рисунке не указана. Такого рода поправка внесена и в кривую системы U (U_p на рис. 1). Один из более ранних вариантов системы U без поправки за пропускание земной атмосферы, так называемая «зимняя непокрасненная кривая» [20], показанная на рисунке штриховой линией, была применена нами в более ранних расчетах (строка 9 таблицы). В вычислениях коэффициентов связи по данным сводного каталога приняты кривые реакции U_pB_pBV [12].

Из сравнения строк 7 и 8 таблицы видно, что для одной и той же системы абсолютной калибровки даже небольшое изменение границ кривой реакции (кривые *1* и *2* на рис. 1) приведет к расхождению в значении коэффициента b_1 на 0,24.

3. Определение коэффициентов связи проводится путем сравнения вычисленных значений $(U-B)_{выч}$, $(B-V)_{выч}$, $V_{выч}$ с наблюдаемыми $(U-B)_{наб}$, $(B-V)_{наб}$, $V_{наб}$, взятыми из фотометрических каталогов. Обычно для этой цели используют каталоги Бланко и др. [21], Джонсона и др. [22], Николь [23] и др. Четвертое издание каталога ярких звезд [24] также содержит фотометрические данные. Все эти каталоги являются сводными, содержащими результаты наблюдений, выполненных при различных атмосферных условиях, с различными фотометрами. Эти причины приведут к отличиям от линейной связи между вычисленными и наблюдаемыми значениями, особенно заметными для показателя $(U-B)$. Многие исследователи отмечали изменение величины невязок $\Delta(U-B) = (U-B)_{выч} - (B-V)_{выч}$ в зависимости от спектрального класса, другими словами, от цвета звезд [1, 2, 11, 25]. Наши определения также показали такого рода зависимость, поэтому значения коэффициентов a_1 и b_1 были определены отдельно для ранних и поздних звезд (последние строки таблицы). Отметим, что различие в значениях этих коэффициентов больше для наших ранних определений, соответствующих штриховой кривой на рис. 1, продвинутой в более коротковолновую область.

При определении коэффициентов связи по данным сводного каталога было отобрано 255 кривых распределения энергии в спектрах 155 звезд с тем, чтобы перекрыть возможно больший интервал звездных величин и показателей цвета. Сравнение проведено с значениями V, $(B-V)$, $(U-B)$, взятыми из каталога ярких звезд [24].

При отборе были исключены переменные звезды с амплитудой $\delta V \geqslant 0^m.05$.

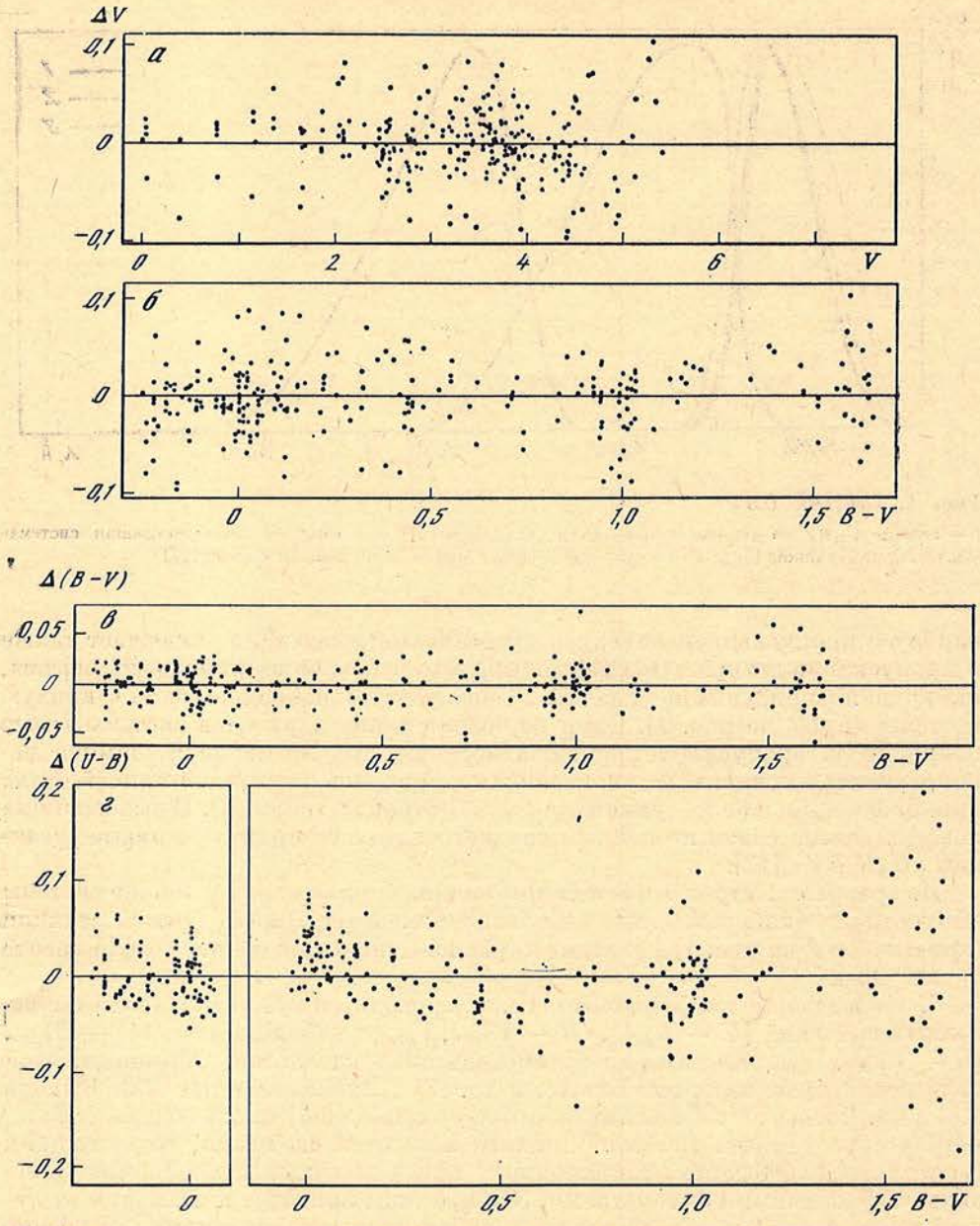


Рис. 2. Зависимость навязок ΔV, $\Delta (B - V)$, $\Delta (U - B)$ от блеска (*а*) и цвета звезд (*б* — *г*)

На рис. 2 показан ход невязок между звездными величинами и показателями цвета, определенных из соотношений (2), и каталожными значениями:

$$\Delta V = V_{\text{выч}} - V_{\text{наб}},$$

$$\Delta (B - V) = (B - V)_{\text{выч}} - (B - V)_{\text{наб}},$$

$$\Delta (U - B) = (U - B)_{\text{выч}} - (U - B)_{\text{наб}}$$

в зависимости от $V_{\text{наб}}$ и $(B - V)_{\text{наб}}$. Ход отклонения $\Delta (U - B)$ показан отдельно для ранних ($(B - V) < 0^m.1$) и поздних звезд ($(B - V) > 0^m.1$). Как следует из рисунка, величина среднего отклонения ΔV составляет $0^m.04$, что сравнимо со средним разбросом в $V_{\text{выч}}$, определенных по кривым распределения энергии, полученным разными авторами для одних и тех же звезд и составляющим $\sim 0^m.05$. Величина среднего отклонения $\Delta (B - V)$

составляет $\sim 0^m.02$ (разброс по разным кривым до $0^m.03$). Для $(U-B)$ средняя величина отклонения равна $0^m.03$ для ранних звезд (при разбросе по разным кривым около $0^m.03$) и около $0^m.05$ для поздних звезд (при разбросе по разным кривым до $0^m.06$).

Подробный анализ расхождений между различными спектрофотометрическими каталогами выполнили, в частности, Гаген-Торн и Рубан [26]. Точность существующих каталогов оценена не лучше чем 2—3% в видимой области и около 5% в ультрафиолетовой. Принимая во внимание, что сводный каталог состоит из нескольких разнородных, а также учитывая неопределенность в коэффициентах связи между наблюдаемыми и вычисленными *UBV*-величинами, видим, что полученная нами оценка точности не противоречит принятой для спектрофотометрических каталогов. Кроме того, сравнение вычисленных *UBV*-величин по данным Джекоба и др. [4], не вошедших в сводный каталог, дает оценку точности вычисленных значений $V_{выч}$, $(B-V)_{выч}$, $(U-B)_{выч}$ соответственно как $\pm 0^m.05$; $\pm 0^m.03$; $\pm 0^m.06$ (по данным сводного каталога: $\pm 0^m.04$; $\pm 0^m.02$; $\pm 0^m.05$).

Таким образом, на основании проведенных вычислений можно сделать следующие выводы.

1. При определении коэффициентов связи между вычисленными и наблюдаемыми *UBV*-величинами необходимо учитывать такой фактор, как система абсолютной калибровки, в которой получен сравниваемый каталог, при этом важно также, насколько надежны данные широкополосной *UBV*-фотометрии. Особое внимание должно быть обращено на выбор опубликованных кривых реакции, особенно для полосы *U*. При применении кривых, определенных в свое время Ажусенисом и Страйжисом [8, 12], при вычислении показателей $(U-B)$ необходимо брать разные значения коэффициентов связи для ранних и поздних звезд.

2. Точность вычисляемых значений примерно в два раза ниже той, которая достигается при непосредственных фотометрических измерениях. Полученные коэффициенты связи могут быть использованы, в частности, при построении кривых блеска переменных звезд, имеющихся в сводном каталоге.

Автор глубоко благодарен В. Б. Никонову, Н. И. Бондарь и П. П. Добронравину, прочитавшим рукопись и сделавшим ряд ценных замечаний, Б. А. Бурнашевой за помощь в вычислениях, В. Т. Жоголевой за помощь в изготовлении иллюстраций.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Харитонов А. В.*— Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 1285.
2. *Новиков В. В.*— Изв. ГАО, 1980, № 198, с. 22.
3. *Guhn E., Stryker L. L.*— Astrophys. J. Suppl., 1984, vol. 52, p. 121.
4. *Jacoby G. A., Hunter D. A., Christian C. A.*— Astrophys. J. Suppl., 1984, vol. 56, p. 257.
5. *Kurur R. L.*— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1.
6. *Бурнашев В. И.*— Бюл. Абастуман. обс., 1985, т. 59, с. 83.
7. *Matthews T. A., Sandage A. R.*— Astrophys. J., 1963, vol. 138, p. 30.
8. *Ажусенис А., Страйжис В.*— Астрон. журн., 1969, т. 46, с. 402.
9. *Алексеев Н. А., Алексеева Г. А., Архаров А. А.* и др.— Изв. ГАО, 1978, т. 83, с. 3.
10. *Oke J. B., Schild R. E.* — Astrophys. J., 1970, vol. 161, p. 1015.
11. *Каваляускайте Г., Страйжис В., Ажусенис А.*— Бюл. Вильнюс, обс., 1971, № 32, с. 18.
12. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977.
13. *Buser R.*— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 62, p. 411.
14. *Страйжис В., Свидерскене З.*— Бюл. Вильнюс. обс., 1972, № 35, с. 3.
15. *Hayes D. S., Latham D. W.*— Astrophys. J., 1975, vol. 197, p. 593.
16. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
17. *Харитонов А. В.* Абсолютное распределение энергии в спектрах звезд в области 3000—7600 Å. Дис. . . . докт. физ.-мат. наук, 1980.
18. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н., Бойко П. Н.*— Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 287.
19. *Tüg H., White N. M., Lockwood G. W.*— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 61, p. 679.
20. *Ажусенис А., Страйжис В.*— Бюл. Вильнюс. обс., 1966, № 16, с. 3.

21. *Blanko V. M., Demers C., Douglass G. C., Fitzgerald M. P.*— Naval Obs. Publ., 1968, vol. 21 (second ser)., p. 4—772.
22. *Johnson H. L., Mitchell R. J., Iriante B., Wisniewski W. Z.*— Comm. Lunar and Planet Lab., 1968, N 63, p. 99—110.
23. *Nicolet B.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1978, vol. 34, p. 1.
24. *Hoffleit D.* Catalogue of bright stars. 4th ed. New Haven (Conn.), 1983.
25. *Глушнева И. Н., Харитонов А. В., Волошина И. Б.* и др.— Сообщ. ГАИШ, 1975, № 197—198, с. 3.
26. *Гаген-Торн Е. И., Рубан Е. В.*— Астрон. журн., 1982, т. 59, с. 346.

УДК 524.38

АБСОЛЮТНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД
II. 52 Per, 58 Per, 5 Lac

В. И. Бурнашев

На основании абсолютных спектрофотометрических данных для трех двойных систем определены спектральные классы компонентов, их светимости, приближенно оценены массы.

SPECTROPHOTOMETRIC ANALYSIS OF SOME UNRESOLVED DOUBLE STAR. II. 52 Per, 58 Per, 5 Lac, by *V. I. Burnashev*.— Spectroscopic observations of three unresolved double stars were carried out during 1979—1982. Spectral types of the components and their luminosities were determined, while their masses were estimated approximately.

Наблюдения широких звездных пар, состоящих из гиганта или сверхгиганта и спутника-звезды главной последовательности, могут оказаться полезными при изучении эволюции двойных звезд, проходящей без обмена материей между компонентами. Между тем для многих из них известны неточно даже такие важные характеристики, как спектральные классы компонентов. Абсолютное спектрофотометрическое исследование 12 двойных систем, проведенное ранее [1], показало пригодность примененного метода для уточнения спектральных классов компонентов и определения вклада каждого из них в общий блеск системы. В 1979—1982 гг. были проведены дополнительные наблюдения еще трех двойных звезд с составными спектрами: 52 Per, 58 Per, 5 Lac. Учет атмосферной экстинкции, абсолютная калибровка выполнены методом абсолютной спектрофотометрии [2]. Кривые распределения энергии в спектрах исследовавшихся звезд в табличном виде содержатся в каталоге, записанном на магнитную ленту [3]. В таблице даны некоторые сведения о наблюдавшихся звездах, взятые из четвертого издания каталога ярких звезд [4]: номера по BS, названия, координаты, спектральные классы, тригонометрические параллаксы. С помощью кривых реакции системы *UBV*, опубликованных в монографии Страйжиса [5], вычислены звездные величины V и показатели цвета $(B-V)$ и $(U-B)$, которые приводятся в колонках 6—8 таблицы. Процедура вычислений и определения коэффициентов связи между наблюдаемыми и вычисленными *UBV*-величинами подробно описана в [6]. Спектральные классы компонентов, определенные Бангом с помощью метода многоцветной фотометрии [7], даны в столбце 11.

BS	Название	α_{2000}	δ_{2000}	Сп(BS)	V	$B-V$	$U-B$	π_T
1306	52 Per	$4^h14^m53^s$	+40°29′	G5Ib+A2V	$4^m,65$	$+1^m,00$	$+0^m,67$	$0'',004$
1454	58 Per	4 36 41	+41 16	K4III+A3V	4,21	+1,23	+0,88	0,016
8572	5 Lac	22 29 32	+47 42	MOII+B8V	4,27	+1,62	+1,07	0,006

Методика спектральной классификации двойных звезд при помощи абсолютных спектрофотометрических данных подробно изложена в [1]. Для учета влияния межзвездного поглощения на наблюдаемое распределение энергии в спектрах звезд была использована средняя кривая межзвездного поглощения Уитфорда, табулированная Страйжисом и Свидерскене [8], нормированная для поглощения в визуальной области $A_V = 1^m$. Значения A_V оценивались в зависимости от галактических координат и параллаксов звезд, взятых из каталога [4], при помощи карт и таблиц [9—11] распределения поглощающей материи в окрестности Солнца. Закон межзвездного поглощения в различных областях Галактики имеет различный вид, однако в связи с тем, что в данном конкретном случае изучались яркие, а следовательно, довольно близкие звезды, следует ожидать, что излучение от них мало искажено межзвездным поглощением, и ошибка, вызванная применением средней кривой, мало повлияет на окончательный результат. Принятые значения A_V приведены в колонке 10 таблицы. Спектральные классы и значения весовых множителей x и y для главного и вторичного компонентов соответственно даны в колонках 12—14.

52 Per. Полученная комбинация *K*0II + *B*9V, по существу, является средней между приведенной в каталоге ярких звезд (*G*5I + *A*2V) и определенной Бангом (*K*2III + *A*6V). Разность в спектральных классах компонентов, определенных из анализа спектрофотометрических данных, больше, чем полученная из излучения линейчатого спектра. Этот факт для случая многоцветной фотометрии объяснен Бангом тем, что при классификации по линейчатому спектру из-за излучения второго компонента глубины линий и полос, по которым производится классификация, замываются, и поэтому главному компоненту приписывается более ранний спектральный класс. Причина же расхождения между полученным результатом и данными многоцветной фотометрии Банга может состоять в довольно заметном влиянии межзвездного поглощения. Принятое нами значение $A_V = 0^m.4$.

Осава [12], вычисливший элементы орбиты звезды, предсказал возможное затмение в июле 1958 г. во время соединения. Исходя из значения определенного им периода, время возможных затмений: май 1984 г., сентябрь 1988 г., январь 1993 г.

58 Per. Обстоятельное изучение этой системы выполнили Хармер и др. [13]. Из спектроскопических наблюдений в области 3800—6600 Å, а также из оценок потока в заатмосферном ультрафиолете вместе с данными *UBVRIJK*-фотометрии полученные ими спектральные классы компонентов: G8I + B5V. Точность оценки, приводимая авторами, не хуже двух спектральных классов. Тем не менее принятое значение межзвездного покраснения $E_{B-V} = 0^m.3$ кажется завышенным для принятого ими же расстояния $r = 321$ пк. Между тем ошибка в межзвездном поглощении довольно сильно влияет на определение спектральных классов. На рис. 1 указано расхождение между наблюдаемым и вычисляемыми распределениями энергии в спектре звезды для двух комбинаций: K3III + B8V при $A_V = 0^m.1$ и K2III + B7V при $A_V = 0^m.5$. Как видно, для того чтобы выбрать правильное решение, необходима дополнительная информация. Исходя из полученного значения спектрального параллакса и распределения в пространстве поглощающей материи, более вероятной кажется вторая комбинация. К такому же выводу приводит и сравнение результатов фотометрии в инфракрасной области [14], где вклад второго компонента незначителен, с нормальными цветами гигантов и сверхгигантов [5]. Ближайшие моменты соединений: февраль 1951 г., сентябрь 1979 г., апрель 2008 г.

A_V	Сп. (Банг [7])	Сп. (КАО)	x	y	π_s	M_1	M_2
$0^m.40$	K2III+A6V	K0II+B9V	0,92	0,084	$0''.004$	5	2,8
0,50	K4III+A3V	K2Ib+B7V	0,95	0,038	0,003	9	3,9
0,55	K5Ib+B7V	M1I+B3V	0,93	0,031	0,0014	>11	>8

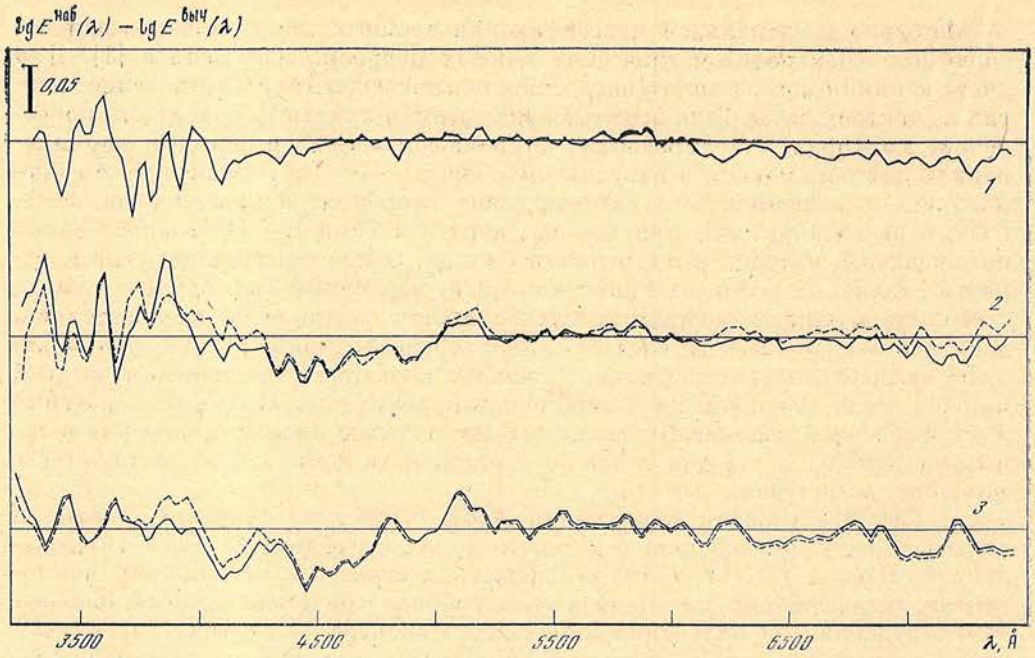


Рис. 1. Результат сопоставления наблюдаемого и вычисленного распределений энергии в спектрах двойных звезд

1 — 52 Per для комбинации K0III + B9V; *2* — 58 Per: штриховая линия — K3III + B8V при $A_V = 0^m,1$, сплошная — для K2III + B7V при $A_V = 0^m,5$; *3*—5 Lac: штриховая — M1III + B3V, сплошная линия — M1III + B2V

5 Lac. Принятая Бангом комбинация K5I + B7V определена для избытка цвета в его фотометрической системе $E_{b-i} = 0^m,60$, что примерно соответствует $A_V = 0^m,65$. Данные *UBVRIJ*-фотометрии в общем не противоречат оценке спектрального класса главного компонента. Тем не менее спектральные наблюдения показывают, что бальмеровские линии второй звезды широки и неглубоки [15], что может быть косвенным свидетельством более раннего спектрального класса второго компонента. К сожалению, за бальмеровским скачком спектральные наблюдения не проводились, кроме единственного — спектра звезды в ультрафиолетовой области (до 2000 Å), полученного на станции «Скайлэб» с объективной призмой [16]. Если для данных ультрафиолетовой спектрофотометрии учесть межзвездное поглощение согласно средней кривой Джамера и др. [17], то принятое Бангом значение $A_V = 0^m,65$ кажется несколько завышенным. Абсолютные спектрофотометрические наблюдения 5 Lac в области 3300—7600 Å были проведены в 1979 г. вблизи момента прохождения периастра поздним компонентом. Отклонения вычисленного спектра от наблюдаемого для двух комбинаций при одном и том же значении $A_V = 0^m,55$ показаны на рис. 1. Сравнение распределения энергии в спектрах звезд η UMa (B3V) и σ Sgr (B2V), взятых из каталога Джамера и др. [16], с ультрафиолетовым спектром 5 Lac говорит в пользу комбинации M1I + B3V. При этом для принятого значения $A_V = 0^m,55$ общий вид спектра 5 Lac в интервале 2000—2500 Å в общем подобен спектру η UMa, однако для принятых значений весовых множителей x и y спектр 5 Lac весь в целом получается завышенным на 25—30%. Учитывая трудность калибровки в ультрафиолетовой области, особенно для фотографических спектров, такое расхождение можно считать приемлемым. Ближайшие моменты соединения для звезды (с неопределенностью ±9 месяцев): апрель 1974 г., февраль 2016 г.

С помощью средних значений абсолютных величин из сводки Готтлиба [18] для звезд главной последовательности оценены спектральные параллаксы звезд, приведенные в колонке 15 таблицы.

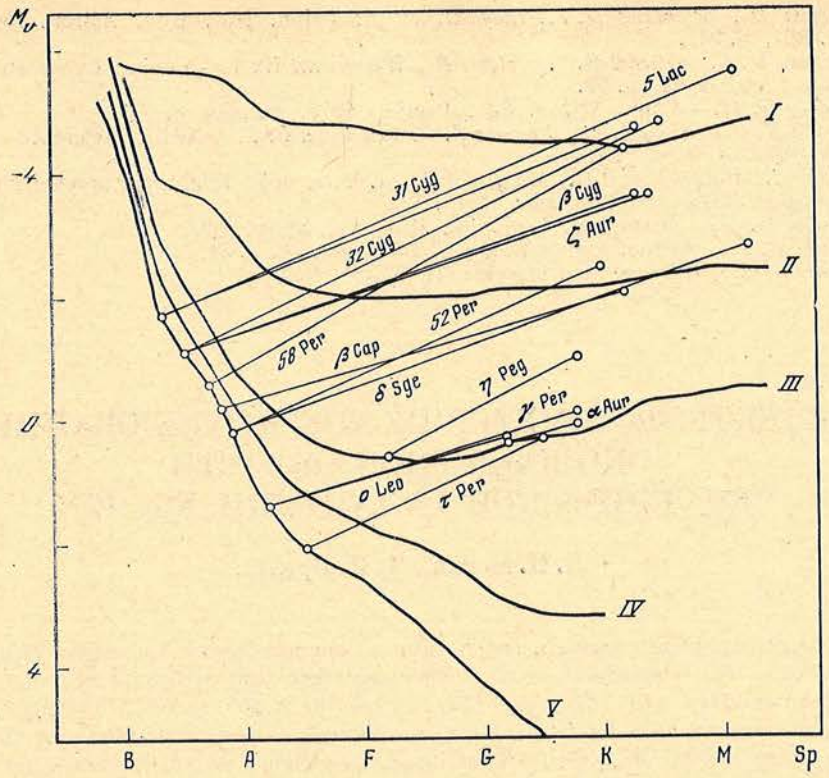


Рис. 2. Положение компонентов двойных звезд на диаграмме спектр — светимость
Данные для других систем взяты из [1]

На рис. 2, заимствованном из [1], указаны положения компонентов систем на диаграмме Герцшпрунга—Рессела. Используя значения средних для данного спектрального класса эффективных температур и болометрических поправок из таблиц Флауэра [19], с помощью эволюционных треков для звезд с химическим составом $X = 0{,}70$, $Z = 0{,}02$, рассчитанных Беккером [20], оценены массы компонентов, приведенные в колонках 16 и 17 таблицы.

Таким образом, анализ абсолютных спектрофотометрических данных для трех неразрешимых двойных систем позволил оценить и спектральные классы их компонентов, и вклад каждого из них в общий блеск системы. С помощью этих данных оказалось возможным оценить спектроскопические параллаксы и массы компонентов систем.

Автор глубоко благодарен Г. Е. Лактионовой и Б. А. Бурнашевой за помощь в обработке наблюдений, а также В. Т. Жоголевой за помощь в изготовлении иллюстраций.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Бурнашев В. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 162.
2. *Никонов В. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1975, т. 54, с. 3.
3. *Бурнашев В. И.*— Бюл. Абастуман. астрофиз. обс., 1985, т. 59, с. 83.
4. *Hoffleit D.* Catalogue of bright stars. 4th ed. New Haven (Conn), 1983.
5. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977.
6. *Бурнашев В. И.*— Наст. сб., с. 70.
7. *Bahng J. D. R.*— Astrophys. J., 1958, vol. 128, p. 572.
8. *Страйжис В., Свидерскене З.*— Бюл. Вильнюс, обс., 1972, № 35, с. 3.
9. *Neckel T.*— Veröff. Staatl. Sternwarte Heidelberg — Konigstuhl, 1967, Bd. 19, S. 1.
10. *Fitz-Gerald M. P.*— Astron. J., 1968, vol. 73, p. 983.
11. *Lücke P. B.*— Astron. and Astrophys, 1978, vol. 64, p. 367.
12. *Osawa K.*— Astrophys. J., 1957, vol. 125, p. 707.

13. *Harmer D., Stickland D. J., Lloyd C.* et al.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1983, vol. 204, p. 927.
14. *Johnson H. L., Mitchel R. I., Iriarte B., Wisniewski W. Z.*— Comm. Lunar and Platen Lab., 1966, N 63, p. 99.
15. *Hendry E. M.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1978, vol. 90, p. 184.
16. *Heinze K. G., Wray J. D., Parsons S. B., Benedict G. F.*— NASA Reference Publication, 1979, N 1031, p. 1.
17. *Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A.* et al. Ultraviolet bright star spectrophotometric catalogue, ESA—SR 27, France, 1976.
18. *Gottlieb D. M.*— Astrophys. J. Suppl., 1978, vol. 38, p. 287.
19. *Flower P. J.*— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 54, p. 31.
20. *Becker S. A.* Illinois astron. preprint, N 80—31, 1980, p. 1.

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Л. П. Метик, И. И. Проник

По нерасширенным спектрам, полученным в прямом фокусе 6-м телескопа при масштабе 17″,5 в мм, определены размеры монохроматического изображения «звездообразного» ядра галактики NGC 1275 в ряде областей спектра от 3700 до 6800 Å. Обнаружено, что размер ядра увеличивается в фиолетовую область спектра. Анализ показал, что полученный результат можно объяснить повышенным содержанием голубых звезд вблизи ядра. Скопление этих звезд имеет вытянутую форму в направлении на деталь галактики, расположенную в 3″ к северу от ядра. В этом направлении размер скопления равен ~ 3″, или 1 кпк.

SPECTROPHOTOMETRICAL INVESTIGATION OF SEYFERT GALAXY NGC 1275 CIRCUMNUCLEAR REGION, by *L. P. Metik, I. I. Pronik.*— The dimensions of the monochromatic image of the galaxy NGC 1275 star-shaped nucleus have been determined in spectral regions from λ3700 to λ6800 Å by the unwidened spectra, obtained in prime focus of the 6-m telescope with image scale on the negatives 17″.5 at 1 mm. The dimension of the NGC 1275 nucleus is stretched to the violetward spectral region. The analysis showed, that the obtained result can be explained by the enhanced content of blue stars near the nucleus. This star-cluster is stretched in the direction to the detail located in 3″ towards the North of the galaxy nucleus. Measured in this direction, the dimension of the cluster is ~ 3″ or 1 kpc.

Одной из характерных особенностей сейфертовских галактик по определению Сейферта является звездообразное или полузвездообразное ядро, которое излучает относительно большой процент общего света галактической системы [1]. Позже наблюдения показали, что эти ядра излучают переменную эмиссию. Был сделан вывод, что их размеры настолько малы, что оптическими методами структуру ядер наблюдать нельзя. В последнее время применение новых приемников позволило обнаружить структуру галактик около звездообразных ядер, которая свидетельствует о том, что переменный звездообразный источник окружен протяженным образованием типа гало или плотного скопления звезд. Но таких работ пока еще очень мало. Так, исследование изображений сейфертовских ядер галактик Малканом и Филиппенко показало, что ядро галактики NGC 1068 (типа Sy 2) в фильтре $\lambda = 4000$ Å и $\Delta\lambda = 400$ Å имеет размер около 5″, или 350 пк [2]. Найдена структура ядра галактики типа Sy 2 — F 427 [3]. Оно представляет собой два ядра сейфертовского типа, расстояние между которыми равно 0″,6 или 600 пк. Оба ядра погружены в протяженную область повышенной яркости, размер которой равен ~ 3″, или 3 кпк. Такие исследования структуры ядер представляют большой интерес для понимания эволюции этих образований и связи их с околоядерными областями.

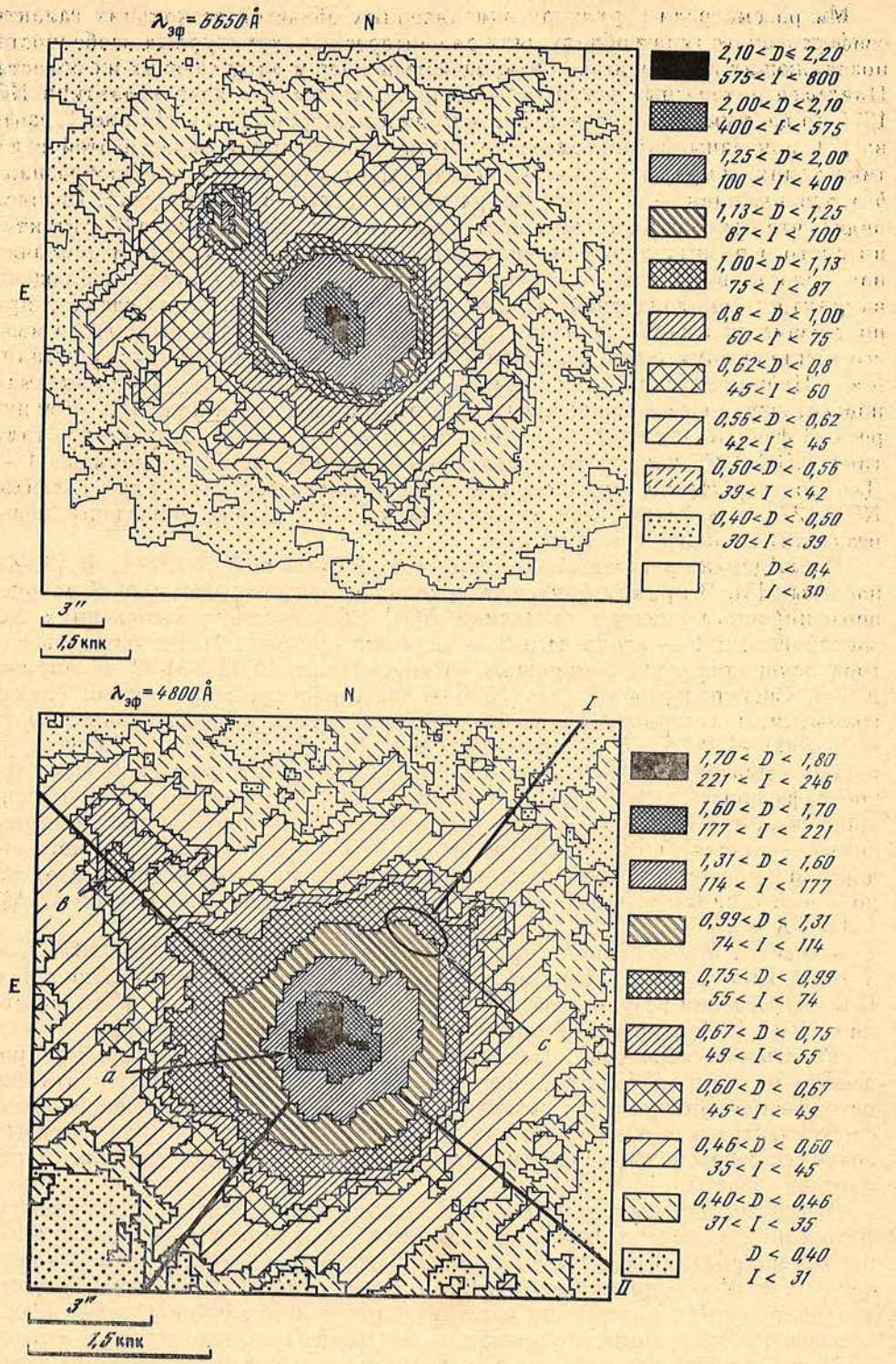


Рис. 1. Фотометрические карты ядра галактики NGC 1275 в синих и красных лучах из [7]

a — ядро галактики, *b* и *c* — детали околоядерной области, I и II — направления, в которых исследовался фотометрический профиль ядра галактики (см. текст). *D* — фотометрические плотности, *I* — относительные поверхности яркости

Мы рассмотрели структуру околоядерных областей нескольких галактик сейфертовского типа и обнаружили ряд интересных структурных особенностей, позволяющих предполагать взаимодействие ядер и окружающих их областей. Наиболее интересные результаты были получены для ядер галактики NGC 1275 по данным многоцветной фотометрии и спектрам [4—7]. На рис. 1, взятом из [7], показаны фотометрические карты околоядерной области этой галактики в синих и красных лучах. Отмечено ядро *a* и две детали: звездообразная — *b* и протяженная — *c*. Карты получены в красных и синих лучах. Из рис. 1 видно, что яркое ядро погружено в образование размером около 8″, структура которого в разных лучах неодинакова. В красных лучах ядро и околоядерная область вытянуты в сторону объекта *b*, а в синих лучах наблюдается вытянутость околоядерной области в сторону детали *c*. Было сделано предположение, что ядро галактики двойное (тогда возможное расстояние между его компонентами равно 1″,5, или 500 пк), и оно взаимодействует с деталями *b* и *c*. На картах (рис. 1) также видно, что размер ядра на половине максимальной интенсивности в синих лучах раза в 2 больше, чем в красных. Этот интересный факт может свидетельствовать о том, что звездообразное ядро галактики NGC 1275 окружено образованием, размер которого порядка 1—2″. Для подтверждения мы измерили нерасширенные спектры ядра галактики NGC 1275, полученные при изображениях 1—1″,5. Ниже приведены первые результаты такого исследования.

Наблюдения проведены на 6-м телескопе БТА 12 и 15.01 1977 г. В. Л. Афанасьевым [5]. В прямом фокусе телескопа со спектрографом UAGS получены нерасширенные спектры галактики NGC 1275 при двух положениях щели спектрографа: 1 — вдоль *ac* и 2 — вдоль *ab* (см. рис. 1). Регистрация спектров осуществлялась с помощью трехкаскадного ЭОП УМ-92 на эмульсии А-600. Спектральная область 3500—7300 Å перекрывалась тремя спектрограммами, полученными при разных углах поворота дифракционной решетки: *U* — 3500—4900 Å, *B* — 4000—5800 Å и *R* — 5300—7300 Å. Рабочая дисперсия была 93—95 Å/мм. Серия спектров при одном наведении щели спектрографа получалась за время от 11 до 33 мин. Экспозиции отдельных спектрограмм были от 0,5 до 8 мин. 15.01 1977 г. были получены также прямые снимки околоядерной области галактики NGC 1275 и фотометрического стандарта в нулевом порядке дифракционной решетки с экспозициями от 0,5 с до 3 мин с синим и красным стеклянными фильтрами ($\lambda_{эф} \sim 4800$ Å, $\Delta\lambda = 1400$ Å и $\lambda_{эф} = 6650$ Å, $\Delta\lambda = 900$ Å, см. [6]).

Качество изображения при наблюдениях оценено: 12.01 1977 г.—1″, а 15.01 1977 г.—1″,5. Масштаб изображения на негативах — 17″,5 в 1 мм. При обсуждении результатов наблюдений было принято, что 1″ на расстоянии NGC 1275 равна 350 пк.

Результаты обработки. Измерения отобранных 23 спектрограмм, проведенные на микрофотометре поперек дисперсии, позволили построить фотометрические контуры ядра галактики в ряде областей непрерывного оптического спектра в двух позиционных углах I и II (см. рис. 1). Эти контуры мы сравнили с фотометрическими контурами линий спектра сравнения и стандартной звезды.

Представляло интерес посмотреть, не зависит ли величина инструментального контура спектрографа и размер звезды от длины волны. Для ответа на первый вопрос мы измерили 40 линий в спектре сравнения: девять — в диапазоне *U*, семь — в диапазоне *B* и 24 — в диапазоне *R*. При этом выбирались только те линии, которые на негативах имели нормальные фотометрические плотности. Измеренные полуширины инструментального контура в разных участках спектра показаны на рис. 2. Видно, что они практически не зависят от длины волны, если не считать, что инструментальный контур в синей области чуть шире, чем в фиолетовой и красной областях спектра. Средние значения полуширин инструментального контура для диапазонов *U*, *B* и *R* равнялись соответственно $0{,}080 \pm 0{,}004$; $0{,}100 \pm 0{,}006$ и $0{,}070 \pm 0{,}002$ мм. Эти результаты хорошо согласуются с данными Афанасьева и Пименова, которые исследовали спектрограф UAGS с ЭОП УМ-92 и получили спектральное разрешение в области 5900 Å, равное 0,07 мм [8].

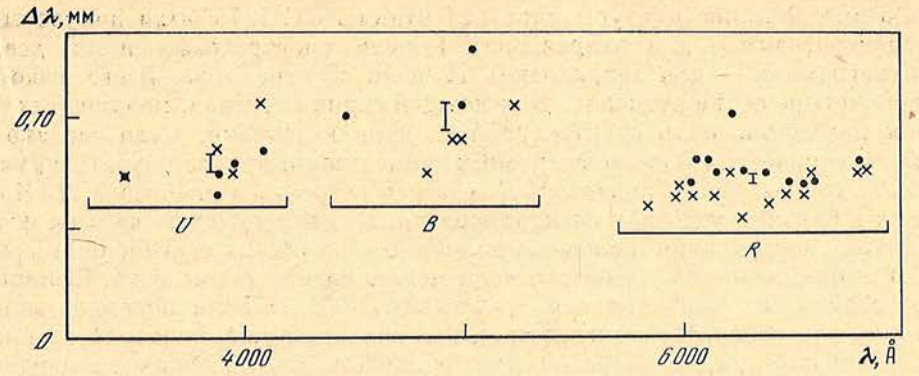


Рис. 2. Зависимость полуширины инструментального контура спектрографа с ЭОП от длины волны в трех участках спектра U, B и R, полученных при трех углах поворота дифракционной решетки

Вертикальные столбики показывают средние значения полуширины инструментального контура в каждом из трех участков спектра. Высота столбиков равна 2σ. Точки и крестики — измерения по негативам, полученным с разными позиционными углами щели спектрографа

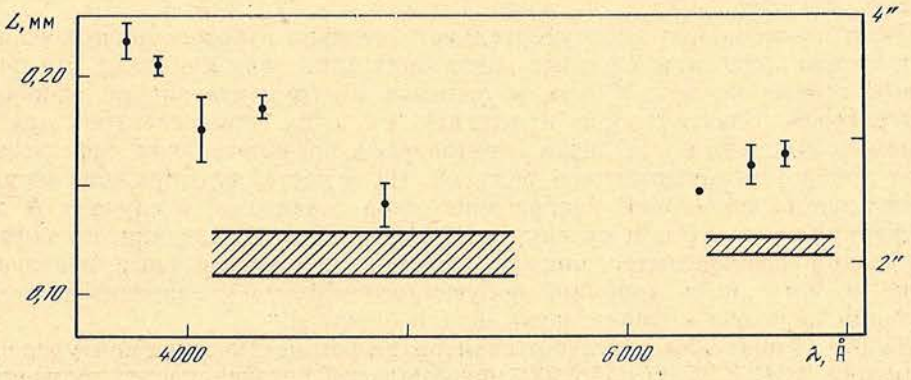


Рис. 3. Сравнение полуширины фотометрического контура ядра галактики NGC 1275 в разных участках спектра (точки) с полушириной фотометрического контура звезды сравнения, полученного в двух участках спектра, $\lambda_{эф} = 4800$ Å и $\lambda_{эф} = 6650$ Å (штрихованные полосы)

Длина штрихованной полосы равна полуширине фильтра, высота полосы и вертикальных черточек около точек — 2σ среднего значения полуширины фотометрического контура

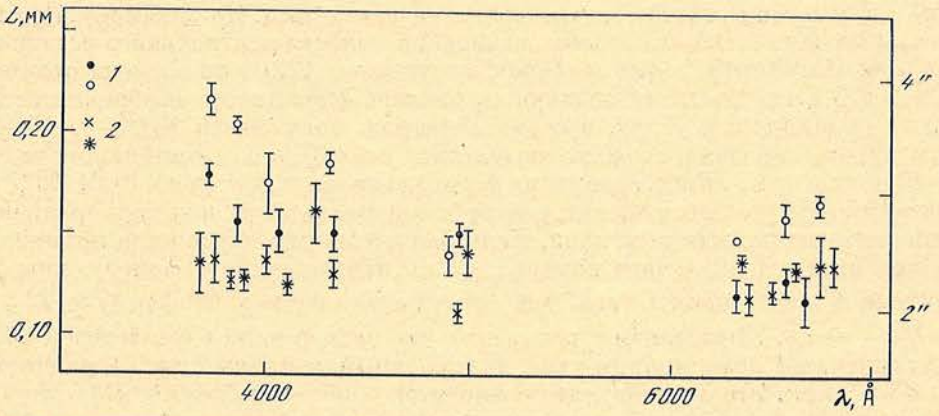


Рис. 4. Сравнение полуширины фотометрического контура ядра галактики NGC 127 в разных участках спектра, полученного в двух позиционных углах

1 — I, *2* — II (см. рис. 1). Точки, крестики и звездочки относятся к сериям спектров, полученных 12.01 1977 г., а светлые кружки — 15.01 1977 г.

Фотометрические контуры ядра галактики NGC 1275 были получены по 14 спектрограммам для направления I щели спектрографа и по девяти спектрограммам — для направления II щели спектрографа. Всего было измерено четыре серии спектров. Для каждой серии спектров, полученных при одном наведении щели спектрографа на ядро галактики, было сделано по 13 фотометрических разрезов в разных длинах волн: четыре разреза в диапазоне U, три разреза в диапазоне B и шесть разрезов в диапазоне R. Часть из них в близких участках спектра осреднялась. В результате во всем исследованном спектральном диапазоне получилось по восемь осредненных разрезов. Распределение их по длинам волн можно видеть на рис. 3 и 4. Ширины L фотометрических контуров ядра галактики NGC 1275 на половине максимальной интенсивности, осредненные, как описано выше, показаны на рис. 3 и 4 со своими среднеквадратичными ошибками σ. Для обоих направлений ошибки σ порядка 0,01 мм, что в среднем составляет 12 % от значения полуширины фотометрического контура. Максимальная ошибка не превышает 17 %.

На рис. 3 приведено сравнение размеров фотометрических контуров ядра галактики, полученных в позиционном угле I, и звезды сравнения по негативам 15.01 1977 г. Видно, что фотометрические контуры ядра шире контуров звезды сравнения во всем исследуемом спектральном диапазоне. Различие превышает ошибки наблюдений и плавно увеличивается в фиолетовую область спектра, где отношение $L_я/L_*$ равно 1,6.

Наши исследования инструментального контура и фотометрического профиля звезды сравнения в разных диапазонах длин волн показали, что полученный эффект не может быть обусловлен инструментальными ошибками спектрографа. Следует также напомнить, что одна серия спектров при заданном позиционном угле щели спектрографа получается при трех разных углах поворота дифракционной решетки. На то место, куда при положении U проектируется фиолетовое изображение ядра галактики, в случаях B и R проектируются голубые и красные изображения ядра галактики, но эффекта увеличения размера ядра они не обнаружили. Атмосферные искажения также не могут быть причиной полученного эффекта увеличения размеров ядра при переходе в фиолетовую область спектра.

На рис. 4 показаны результаты измерения фотометрических контуров ядра галактики NGC 1275 на половине максимальной интенсивности, полученные по четырем сериям спектров в разных позиционных углах 12 и 15.01 1977 г. Видно, что эффект увеличения размера ядра галактики в фиолетовую сторону проявляется только в позиционном угле I и практически отсутствует в позиционном угле II. Напомним, что 12.01 изображения были лучше, чем 15.01 1977 г., и это обстоятельство не повлияло на результат. Полученный результат можно объяснить, например, переменной яркостью центрального источника. При сильном увеличении его яркости эффект увеличения размеров ядра в фиолетовой части спектра может не проявиться. По-видимому, при наших наблюдениях таких сильных изменений яркости центрального источника не было. Более того, серии спектров, полученных 12.01, по времени отстояли на 1,5 и 3,5 ч и показали различие в размере фиолетового изображения для I и II позиционных углов, а серия спектров, полученная 15.01, т. е. через трое суток, показала сходство результата с 12.01 в I позиционном угле.

К сожалению, звезда сравнения фотографировалась только 15.01 1977 г., поэтому сравнительные оценки размеров ядра галактики и звезды сравнения возможны только для этой ночи. Если размер звезды сравнения принять за размер инструментального контура, то по наблюдаемому размеру ядра галактики можно оценить его действительный размер по формуле $L^2_{ист} = L^2_{набл} - L^2_*$. Вычисления показали, что размер ядра в фиолетовой области спектра в I позиционном угле, вычисленный по данным рис. 3, равняется 3″, или 1 кпк. Это означает, что в фиолетовой области спектра к излучению переменного центрального источника добавляется излучение протяженного источника, и соотношения количества излучения этих двух источников здесь одного порядка. Протяженный источник вытянут в направлении на объект *c* точно так же, как вся околоядерная область в синих лучах (см. рис. 1).

Заключение. Полученные нами данные о размере изображения центрального звездообразного источника в ядре галактики NGC 1275 в разных длинах волн позволяют предположить, что ядро галактики погружено в протяженный источник, вклад излучения которого в излучение ядра в ночи наших наблюдений был мал в синей и зеленой областях спектра и существенным в фиолетовой области спектра. Можно предположить, что это скопление богато голубыми звездами. Скопление вытянуто в направлении на деталь *c*, и в этом направлении его размер равен 3″, или 1 кпк. Как было нами показано ранее в [5], сама деталь *c* представляет собой огромную область вспышки звездообразования, богатую голубыми звездами и H II-областями. Выступ околоядерного голубого звездного скопления в сторону детали *c* может свидетельствовать о том, что деталь *c* и ядро галактики взаимодействуют. В процессе взаимодействия образуется поток газа между ними. Часть этого газа идет на образование молодых звезд детали *c* и околоядерного скопления, а часть «питает» сейфертовское ядро галактики NGC 1275.

О присутствии скоплений молодых звезд и H II-областей в непосредственной близости около ядер сейфертовских галактик свидетельствуют и спектральные исследования. Так, Малкан и Саржент [9] анализировали форму спектрального распределения излучения ядер девяти галактик типа Sy 1. Анализ показал, что на спектр степенной формы в интервале частот $13{,}0 < \lg \nu < 14{,}5$ в ультрафиолетовой области с $\lg \nu < 14{,}5$ накладывается избыток, который они объяснили вкладом источников двух типов — черного тела с температурой 20 000—30 000 К и рекомбинационного водородного спектра [9], иначе говоря, скопления молодых голубых звезд и H II-областей.

Анализ опубликованных данных показал, что наши наблюдения ядра галактики NGC 1275 12—15.01 1977 г. были проведены в момент, когда ядро ее было близко к минимуму блеска. По-видимому, это обстоятельство и помогло нам обнаружить протяженный источник около ядра галактики. В связи с этим было бы интересно получить распределение энергии в спектре ядра NGC 1275 в момент, близкий к минимуму его блеска, и проверить, нет ли в спектре таких особенностей, которые бы свидетельствовали о наличии скопления голубых звезд и H II-областей.

Мы выражаем благодарность В. Т. Жоголевой и И. А. Смирновой за подготовку рисунков к печати.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Seyfert C.*— Astrophys. J., 1943, vol. 97, p. 195.
2. *Malkan M.*, *Filippenko A.*— Astrophys. J., 1983, vol. 275, p. 477.
3. *Fairall A.*, *Meaburn J.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1985, vol. 216, p. 439.
4. *Метик Л. П.*, *Проник И. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1976, т. 55, с. 188.
5. *Метик Л. П.*, *Проник И. И.*— Астрофизика, 1979, т. 15, с. 37.
6. *Метик Л. П.*, *Проник И. И.*— Астрофизика, 1984, т. 21, с. 233.
7. *Метик Л. П.*, *Проник И. И.*— Астрофизика, 1985, т. 23, с. 451.
8. *Афанасьев В. Л.*, *Пименов А. А.*— Астрофиз. исслед. (Изв. САО), 1981, т. 13, с. 76.
9. *Malkan M. A.*, *Sargent W. L.*— Astrophys. J., 1982, vol. 254, p. 22.

УДК 524.7–1/–8

КОРРЕЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ И РАДИОПЕРЕМЕННОСТИ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

В. Н. Мухаметшина

Проведен кросскорреляционный анализ двух рядов наблюдений NGC 1275 — радиоизлучения на $\lambda = 3{,}3$ мм (1965—1982 гг.) и оптического излучения с фильтром U (1968—1978 гг.). Рассматривались значения коэффициента линейной корреляции $|R| > 0{,}5$, значимые только с надежностью вывода 0,999. Быстрая компонента переменности данных рядов, полученная без учета тренда, вызванного медленными изменениями, корреляции не показала. Для медленных волн переменности с интервалом времени между максимумом и минимумом порядка 4 лет обнаружилась и положительная и отрицательная корреляция при сдвигах порядка 0,4 и 8 лет. Это можно, по-видимому, объяснить схожим характерным временем медленной компоненты оптической и радиопеременности на рассматриваемом интервале времени. Полученные результаты не позволяют говорить о запаздывании изменений в одном диапазоне длин волн относительно другого.

ON THE OPTICAL AND RADIO VARIABILITY CORRELATION OF THE SEYFERT GALAXY NGC 1275 NUCLEUS, by *V. N. Mukhametshina.*— The crosscorrelation analysis of two rows of NGC 1275 observations has been carried out on the basis of the available observational data in radio band $\lambda = 3.3$ mm (1965—1982) and in the optical range with the U-filtre (1968—1978). We considered the values of linear correlation coefficient $|R| > 0.5$ having the confidence level 0.999. The rapid components of variability in the observational data did not show any correlation. Although for slow waves both positive and negative correlations were revealed in case of some displacements. It can be possibly explained by a similarity of slow component intrinsic time in optical and radio variations within the considered interval. The obtained results do not permit to speak about the presence of some variations lag in one range respective to the other.

Обнаружение корреляции между потоками излучения в радио- и оптическом диапазонах от ядер сейфертовских галактик и квазаров позволило бы лучше понять процессы, происходящие в этих объектах. В качестве рабочей гипотезы часто принимают следующее: переменность оптического и переменность радиоизлучения, вызываемые одной и той же причиной — переменным потоком релятивистских электронов, должны наблюдаться с некоторым расхождением во времени вследствие различной удаленности от центрального источника областей оптического и радиоизлучения; радиопеременность должна запаздывать по отношению к переменности в оптическом диапазоне.

Сейфертовская галактика NGC 1275 уже исследовалась в этом отношении [1—3]. Нами рассматриваются наблюдения этого объекта в тех же диапазонах, что и в названных работах, т. е. в радиодиапазоне на $\lambda = 3{,}3$ мм и в оптическом диапазоне — фильтре U, но охватывающие более продолжительный период времени. Целью работы был поиск возможных линейных (в качестве первого приближения) корреляций между указанными рядами при различных относительных смещениях.

Исходный материал по оптическим наблюдениям был взят из работ Лютого [4, 5], радиоданные — по работам Эпштейна и др. [7], Хоббса и Дента [6], Дента и др. [8]. Получившаяся радиокривая включила в себя наблюдения с конца 1965 г. по 1982 г., оптическая — наблюдения с 1968 г. по 1978 г., см. рис. 1.

Коэффициент линейной корреляции вычислялся по формуле

$$R_L = \frac{\sum\limits_{i=1}^{n} x_i y_{i+l} - \bar{x}\bar{y}n}{\sqrt{\sum\limits_{i=1}^{n} x_i^2 - \bar{x}^2 n}\sqrt{\sum\limits_{i=1}^{n} y_{i+l}^2 - \bar{y}^2 n}},$$

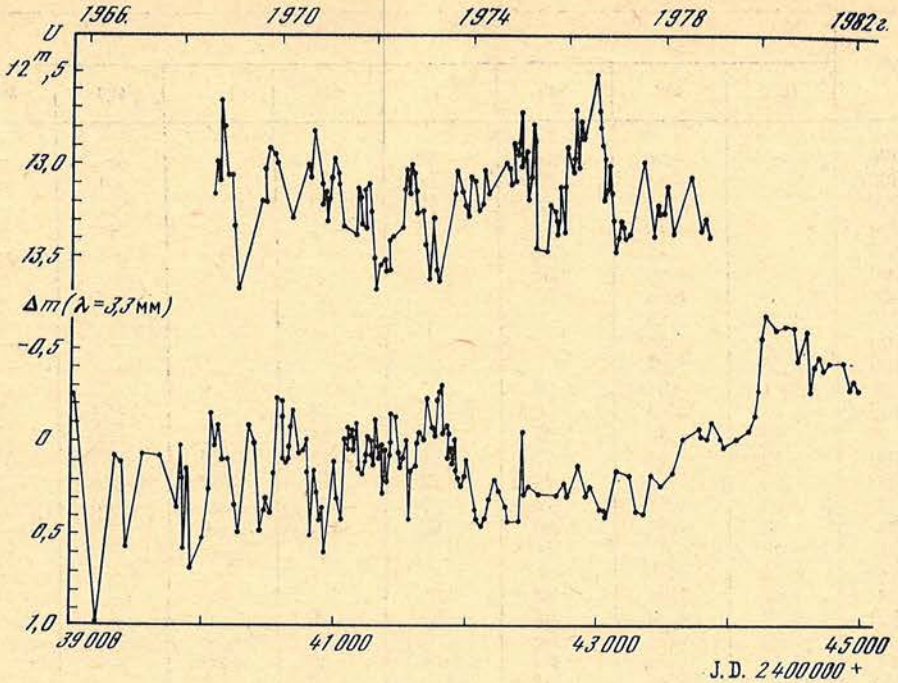


Рис. 1. Оптическая кривая (фильтр U) и радиокривые ($\lambda = 3{,}3$ мм) блеска NGC 1275 (3C 84).

Радиоданные выражены в относительных звездных величинах: $\Delta m_i = 2{,}5 \lg (F_i/\overline{F})$, где $F = 40{,}0 \cdot 10^{-26}$ (Вт·м$^{-2}$ Гц$^{-1}$)

где l — величина сдвига одного ряда относительно другого, выраженная количеством шагов, L — величина сдвига в днях. Отрицательные значения L соответствовали запаздыванию изменений радиоизлучения по отношению к изменениям в оптическом диапазоне, положительные — наоборот. Менее чем по 10 парам точек коэффициент корреляции не считался. В рассмотрение принимались лишь значения $|R| > 0{,}5$.

Задача вычисления кросскорреляции двух рядов требует, чтобы данные располагались с одним и тем же шагом по времени в обоих рядах. Материал наблюдений этому требованию, конечно же, не удовлетворяет: в фильтре U на 4000^d приходится 223 точки, в радиодиапазоне на 6000^d 213 точек; максимальные разрывы между соседними точками доходят до 200^d. Поэтому данные обоих рядов были подготовлены для сопоставления путем усреднения их с различными интервалами времени длиной в P дней. Линейной интерполяции между наблюденными точками не делалось, так как характер переменности излучения сейфертовских галактик в рассматриваемых диапазонах не представляет собой гладкой кривой (здесь на медленные изменения с периодом порядка нескольких лет накладываются короткие вспышки продолжительностью от нескольких до десятков дней, см. рис. 1). При каждом сдвиге на l шагов одного ряда относительно другого (очевидно, что величина сдвига в днях равна $L = l \cdot P$) для счета корреляции выбирались лишь полные пары (x_i, y_{i+l}) с присутствующими обоими значениями. По описанному алгоритму нами была составлена программа на языке PL/I. Вычисления выполнялись на ЭВМ ЕС М-4030.

Было рассмотрено две группы значений величины P: 6—100^d и 200, 300, 400, . . ., 1000^d. Первая с целью поиска корреляции быстрых компонент переменности рассматриваемых рядов, вторая — медленных. Во втором случае осуществлялось сглаживание исходных рядов: данные усреднялись с интервалом в P дней при скольжении этого интервала по ряду с шагом $S = 100^d$.

Для каждого значения P коэффициент корреляции R считался при всех сдвигах от $-L_{max}$ до $+L_{max}$, где L_{max} было выбрано равным 2900^d, т. е.

L^d	P^d							
	1000	900	800	700	600	500	400	300
+2900	–	–,86	–,81	–,82	–,86	–	–	–
+2800	–	–,84	–,77	–,75	–,78	–	–	–
+2700	–	–,82	–,80	–,76	–,71	–	–	–
+2600	–	–,78	–,79	–,73	–	–	–	–
+2500	–	–,71	–,68	–	–	–	–	–
+1500	–	+,60	+,58	–	–	–	–	–
+1400	–	+,60	+,55	–	–	–	–	–
+1300	+,54	+,58	–	–	–	–	–	–
+1200	+,55	+,56	–	–	–	–	–	–
+1100	+,55	+,54	–	–	–	–	–	–
+200	–	–,61	–,56	–,51	–	–	–	–
+100	–	–,65	–,60	–,58	–,54	–	–,51	–,50
0	–,66	–,68	–,67	–,67	–,68	–,67	–,60	–
–100	–,72	–,71	–,70	–,72	–,73	–,72	–,67	–,57
–200	–,68	–,71	–,71	–,72	–,70	–,69	–,65	–,58
–300	–,69	–,68	–,71	–,69	–,67	–,66	–,63	–,54
–400	–,65	–,64	–,60	–,62	–,59	–,58	–,53	–
–500	–,58	–,57	–,54	–,50	–,53	–	–	–
–1200	+,54	+,53	–	–	–	–	–	–
–1300	+,65	+,64	+,62	+,55	–	–	–	–
–1400	+,72	+,69	+,65	+,62	+,56	–	–	–
–1500	+,76	+,71	+,65	+,62	+,60	+,56	–	–
–1600	+,74	+,71	+,65	+,60	+,58	+,57	–	–
–1700	+,68	+,66	+,64	+,59	+,55	–	–	–
–1800	+,56	+,56	–	–	–	–	–	–
–2500	–,73	–,72	–,73	–,68	–	–	–	–
–2600	–,86	–,87	–,83	–,80	–,76	–,71	–	–,61
–2700	–,91	–,91	–,87	–,84	–,83	–,80	–,72	–,68
–2800	–,91	–,90	–,90	–,89	–,85	–,82	–,80	–,74
–2900	–,88	–,89	–,88	–,90	–,89	–,83	–,87	–,82

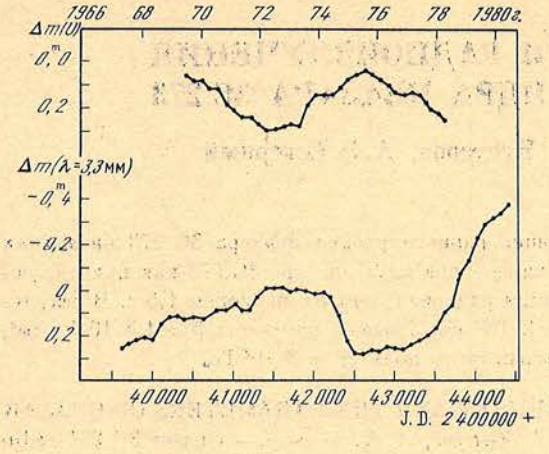
Примечание. Большие значения коэффициента корреляции R, соответствующие максимальным сдвигам ($\pm 2500 \pm 2900^d$), недостаточно надежны, так как при этом рассматриваются лишь концы исходных рядов ($\sim$20—23 точек).

$\sim$8 лет. Масштабирования амплитуды изменений исследуемых величин не делалось.

Вычисления с первой группой значений P показали во всех рассматривавшихся случаях значение коэффициента корреляции $|R| < 0{,}5$ (подчеркнем, что поиск корреляции быстрых компонент велся без предварительного учета трендов).

Теперь о медленных изменениях рядов. В таблице приведены получившиеся результаты для рассмотренных интервалов усреднения P: величины сдвигов L, при которых обнаружилась корреляция с $|R| > 0{,}5$, и сами значения коэффициентов корреляции при этих сдвигах (все значения R значимы с надежностью вывода 0,999). Ошибка коэффициента корреляции вычислялась по формуле: $\sigma_R = (1 - R^2)/\sqrt{n}$. Максимальное значение σ_R получилось при сдвигах 1100—1500^d, порядка 20%, в остальных случаях $\sigma_R < 15\%$.

Из таблицы следует, что при непрерывном смещении одного ряда относительно другого появляется то отрицательная, то положительная корреляция. Наибольшие значения R получаются при L, равных ~ -100, ± 1500 и ± 2800 дням (~ -3 мес, ± 4 г. и ± 8 лет). Такое чередование знака коэффициента корреляции можно, по-видимому, объяснить схожим характерным временем медленной компоненты оптической и радиокривых переменности ядра NGC 1275 на рассматриваемом интервале времени. На рис. 2 в качестве примера показано, какой вид приобрели исходные ряды для $P = 1000^d$. Кроме сходства характерного времени медленных компонент переменности (продолжительность времени между максимумом и минимумом порядка 3,5—4,5 г.), можно отметить отличие кривых, приведенных на рис. 2: радио-



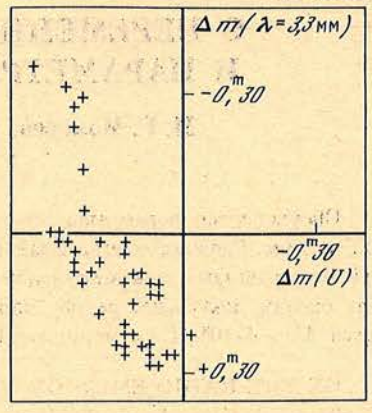


Рис. 2. Те же кривые, что на рис. 1, но сглаженные с интервалом усреднения $P = 1000^d$ и шагом $S = 100^d$

Для оптических данных в качестве нулевого уровня выбрано $m = 13^m,0$

Рис. 3. Корреляция оптического и радиопотоков ядра NGC 1275 при $P = 1000^d$ $L = 100^d$, $R = -0{,}723$

переменность показывает тренд, который может быть проявлением еще более медленной волны на рассматриваемом промежутке времени.

На рис. 3 показано соотношение оптического и радиопотоков ядра галактики NGC 1275 при времени запаздывания, равном —1500 дней, ~4,1 г. В этом случае вычисления показали самые большие коэффициенты корреляции при всех рассмотренных интервалах сглаживания P. Ранее В. М. Лютый [3], используя более короткие ряды наблюдений, получил запаздывание радиопотока относительно оптического в 2,2 г. Из нашей таблицы видно, что в этом случае коэффициент корреляции оказался $|R| < 0{,}5$.

Результаты, приведенные в таблице, не позволяют говорить о запаздывании изменений в одном диапазоне длин волн относительно другого. Этот выбор можно будет, по-видимому, сделать позже, когда будут получены новые наблюдательные данные в обоих диапазонах длин волн.

Возвращаясь к вопросу о корреляции быстрых вспышек, заметим, что исходные ряды наблюдений необходимо прежде освободить от медленных волн, иначе эффект корреляции вспышек может оказаться замытым (амплитуда медленной компоненты U, например, порядка $0^m,3$). Эту работу мы предполагаем проделать в ближайшее время.

Автор искренне благодарен И. И. Проник за руководство работой и полезные обсуждения.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Epstein E. E., Pomphrey R. B.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, p. 163.
2. *Комберг Б. В., Лютый В. М.*— Письма в Астрон. журн., 1980, т. 1, с. 7.
3. *Лютый В. М.*— Письма в Астрон. журн., 1980, т. 4, с. 64.
4. *Лютый В. М.*— Астрон. журн., 1972, 49, с. 930.
5. *Лютый В. М.*— Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 1153.
6. *Hobbs R. W., Dent W. A.*— Astron. J., 1977, vol. 82, p. 257.
7. *Epstein E. E., Fogarty W. G., Mottmann I., Schneider E.*— Astron. J., 1984, vol. 87, p. 449.
8. *Dent W. A., O'Dea C., Balonek T.* et al.— Lett. Nature, 1983, vol. 306, p. 3.

УДК.523.164.4

О ПЕРЕМЕННОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ПАРАМЕТРАХ ЯДРА КВАЗАРА 3С 273

И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, А. Б. Северный

Обсуждаются переменные составляющие радиоизлучения квазара 3С 273 на волнах 13,5 и 8 мм. Сделана оценка физических параметров ядра квазара 3С 273 как пульсирующей «суперзвезды», инициирующей вариации радиоизлучения с периодом 1,5 г. В результате оценки получено: размер ядра $R \simeq 2 \cdot 10^{16}$ см, средняя плотность $\bar{\rho} \simeq 1{,}4 \cdot 10^{-8}$ г/см^3, масса $M \simeq 4 \cdot 10^8\ M_\odot$ и напряженность магнитного поля $H \simeq 3 \cdot 10^4$ Гс.

ON THE RADIO EMISSION VARIABILITY AND THE PARAMETERS OF QUASAR 3C 273 NUCLEUS, by *I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, A. B. Severny*.— Quasar 3C 273 radio emission variations at the wavelengths 13.5 and 8 mm are discussed. An estimation of quasar nucleus parameters is made under assumption that the nucleus is a pulsating «superstar» and 1.5 year radio flux density variations are caused by its pulsation. The following values have been obtained: nuclear radius $R \approx 2 \cdot 10^{16}$ cm, average density $\bar{\rho} \approx 1.4 \cdot 10^{-8}$ g/cm^3, mass $M \approx 4 \cdot 10^8\ M_\odot$ and the strength of magnetic field $H \approx 3 \cdot 10^4$ Gs.

Квазар 3С 273 был первым внегалактическим объектом, у которого была обнаружена переменность радиоизлучения на сантиметровых волнах [1]. Дальнейшие исследования показали, что наибольшая амплитуда изменений интенсивности приходится на миллиметровый диапазон волн [2, 3]. Вариации интенсивности в радиодиапазоне сопровождаются изменениями параметров круговой и линейной составляющих излучения без явной связи между ними [4, 5]. Иногда в оптическом излучении появляется составляющая, поляризованная по кругу [6]. Изменения плотности потока в оптическом и радиодиапазонах происходят с характерным временем от нескольких дней до нескольких лет [7, 8]. Изменения оптической яркости квазара исследовались неоднократно на периодичность, однако вопрос остался нерешенным [9, 10]. На возможную квазипериодичность появления всплесков радиоизлучения у него указывалось в [11—13].

Исследования квазара в радиодиапазоне с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинными (межконтинентальными) базами выявили его сложную тонкую структуру с размерами компонентов 10^{-3}—10^{-4} сек дуги и яркостной температурой, превышающей предел, определяемый обратным комптоновским рассеиванием [14, 15]. Тонкая структура его практически не зависит от длины волны в диапазоне волн 1,35—6 см [16, 17].

Регулярные наблюдения квазара 3С 273 в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (КАО) на волне 13,5 мм начались в 1973 г. Для измерения его плотности потока на 22-м радиотелескопе в 1973—1983 гг. использовался радиометр с мазером с флуктуационной чувствительностью 0,05 К при постоянной времени $\tau = 1$ с. Эпизодически в этот же период времени он наблюдался также на волне 8,2 мм. Начиная с 1980 г. проводятся регулярные наблюдения на волне 8,2 мм при помощи широкополосного радиометра ($\Delta f \simeq 700$ МГц) с чувствительностью 0,15 К при $\tau = 1$ с. Более подробно методика наблюдений описана в [18].

Измеренные плотности потока от квазара 3С 273 в 1973—1982 гг. на волне 13,5 мм нанесены в зависимости от времени на рис. 1. Для упрощения рисунка указаны только средние значения потоков за соответствующие периоды наблюдений (длительностью около 2 недель).

На рис. 1 видно, что в период 1973—1980 гг. плотность потока квазара претерпевала изменения двух видов. Во-первых, происходил почти линейный спад плотности потока излучения со средней скоростью около 4,5 Ян/г. Эти медленные изменения потока связаны, по-видимому, с угасанием внешних компонентов, видимых при интерферометрических наблюдениях со сверхдлинными базами. Они появились в 1963 г. в результате взрыва в центральном

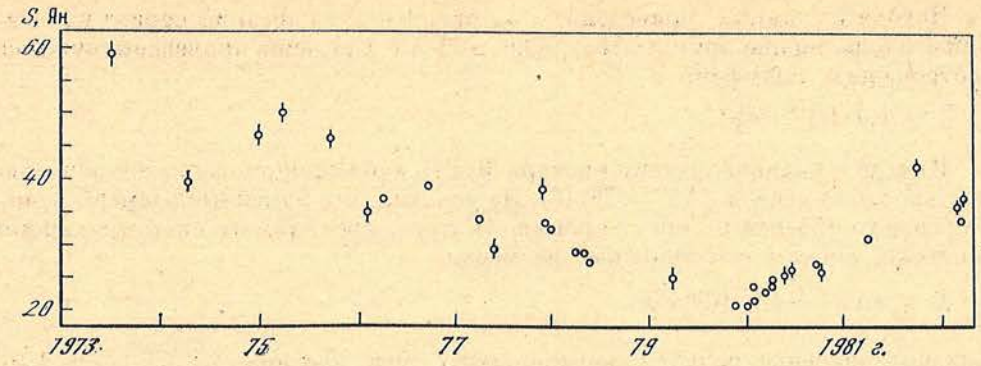


Рис. 1. Изменения плотности потока квазара 3С 273 на волне 13,5 мм

Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные ошибки измерений ($\pm\sigma$)

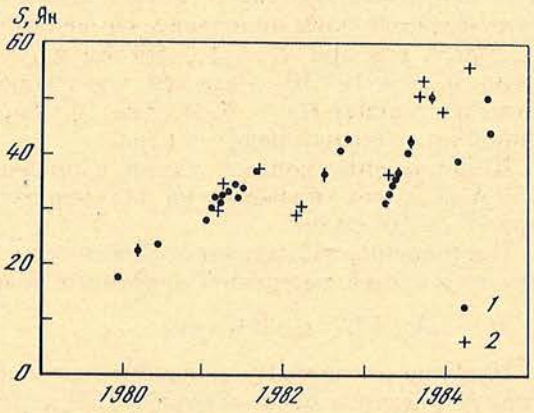


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для $\lambda = 8{,}2$ мм

1 — измерения в Метсахови, 2 — в КАО

компоненте — ядре квазара,— когда из него были выброшены облака релятивистских частиц в двух противоположных направлениях [16]. Эволюция таких выбросов (плазмоидов) рассматривается подробно в [19]. Начавшееся в 1980 г. возрастание потока на $\lambda = 13{,}5$ мм свидетельствует о новом мощном взрыве, происшедшем в это время в ядре квазара.

Одновременно с медленными изменениями потока происходили регулярные колебания его. Амплитуда колебаний и их длительность в каждом последующем событии становились меньше, чем в предыдущем. Так, с 1973 по 1978 г. амплитуда уменьшилась с 16 до 5,5 Ян, а длительность (период) — с 1,8 до 1,0 г.

На рис. 2 приведен график изменения потока радиоизлучения квазара 3С 273 на волне 8 мм в зависимости от времени в период 1980—1984 гг., составленный по данным измерений на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и 14-м радиотелескопе радиоастрономической станции Хельсинкского университета технологии в Метсахови (Финляндия) [13]. На графике можно заметить, что в 1980 г. начинается возрастание потока излучения квазара и на волне 8 мм, причем в его излучении также наблюдаются квазипериодические колебания с периодом приблизительно от 1 до 1,5 г.

Можно предположить, что годовые вариации радиоизлучения квазара инициируются колебаниями его ядра («суперзвезды»), возникшими в результате происшедшего в нем взрыва. В ходе этих колебаний периодически происходит инжекция высокоэнергичных электронов в области радиоизлучения квазара. В этом случае можно оценить физические параметры ядра.

Действительно, для пульсирующих звезд справедливо эмпирическое соотношение между периодом колебаний П и средней плотностью звезды $\bar{\rho}$ [20]:

$$\Pi\,(\bar{\rho}/\rho_{\odot})^{1/2} = 0{,}^{d}02 \div 0{,}^{d}08 \simeq 0{,}^{d}05,$$

где $\rho_{\odot} = 1{,}4$ г/см^3 — средняя плотность Солнца.

Исходя из данных, приведенных на рис. 1 и 2, за средний период колебаний его ядра можно принять $\Pi = 500^d \simeq 1{,}5$ г. Согласно приведенному выше соотношению получаем

$$\bar{\rho} = 1{,}4 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3.$$

Иногда в радиоизлучении квазара 3С 273 наблюдаются всплески длительностью около недели ($\Delta T = 7^d$) [8]. Из условия, что линейные размеры вспыхивающего объекта не могут превышать пути, проходимого светом за время всплеска, оценим его линейные размеры:

$$R \leqslant c\Delta T = 1{,}6 \cdot 10^{16} \text{ см}.$$

Близкое значение радиуса центрального тела квазара 3С 273 ($R \simeq 1{,}5 \cdot 10^{16}$ см) было получено в [21] по данным наблюдений спектра континуума в ультрафиолетовом диапазоне. По-видимому, этот компонент — ядро квазара. Масса его при $R = 1{,}6 \cdot 10^{16}$ см и $\bar{\rho} = 1{,}4 \cdot 10^{-8}$ г/см^3 должна составить около $M \simeq 4 \cdot 10^8 M_\odot$. Заметим, что гравитационный радиус для тела такой массы составляет $R_G = 2GM/c^2 \simeq 10^{14}$ см, что на два порядка меньше полученной выше оценки радиуса ядра.

Ширины эмиссионных линий в оптическом спектре 3С 273 составляют $\approx$30 Å [22], что указывает на наличие турбулентных скоростей в ядре квазара $V \simeq 10^8$ см/с.

Напряженность магнитного поля ядра можно оценить из условия равенства плотностей магнитной энергии и энергии турбулентного движения:

$$H = (4\pi\bar{\rho}V^2)^{1/2} \simeq 3 \cdot 10^4 \text{ Гс}.$$

Близкие по порядку значения массы и напряженности магнитного поля в ядрах квазаров оцениваются в [22] и рассматриваются в моделях [23].

Вследствие развитой турбулентности возникшие в ядре колебания будут затухать с характерным временем

$$\tau = R^2/V\bar{l},$$

где V — турбулентная скорость, а $\bar{l}$ — характерный размер турбулентности.

Подставляя сюда значения $R = 2 \cdot 10^{16}$ см и $V = 10^8$ см/с и полагая $\bar{l} = R$, получим $\tau \simeq 2 \cdot 10^8$ с $\simeq 6$ лет. Но так как $R > \bar{l}$, то действительное значение τ должно быть значительно выше. В рассматриваемом случае годовые колебания интенсивности радиоизлучения на $\lambda = 13{,}5$ мм наблюдались около 8 лет. На сантиметровых волнах такие колебания видны начиная с 1965 г. [24]. Следовательно, в общей сложности они происходили по крайней мере 15 лет, что согласуется с полученной выше оценкой.

Таким образом, на основании эмпирического соотношения между периодом и средней плотностью пульсирующих звезд и экспериментальных данных о переменности радиоизлучения оценены параметры ядра квазара 3С 273, которые согласуются с имеющимися представлениями о центральных телах квазаров.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Dent W. A.*— Science, 1965, vol. 148, p. 1458—1460.
2. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1968, т. 40, с. 3—6.
3. *Ефанов В. А., Загатин В. И., Моисеев И. Г.* и др.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1973, т. 45, с. 172—175.
4. *Seielstad G. A., Berg G. L.*— Astron. J., 1975, vol. 80, p. 271—281.
5. *Hodge P. E., Aller H. D.*— Astrophys. J., 1977, vol. 211, p. 669—674.
6. *Severny A. B., Kuvshinov V. M.*— Astrophys. J., 1975, vol. 200, p. 13—17.
7. *Лютый В. М.*— Астрон. цирк., 1976, № 920, с. 1.
8. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Шаховской Н. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 91—98.
9. *Wheler J. C.*— Nature, 1972, vol. 237, p. 102—104.
10. *Jurkervich J.*— Astrophys. J., Lett., 1972, vol. 172, p. 29—33.

11. *Pomphrey R. B., Smith A. G., Leacock R. J.* et al.— Astron. J., 1976, vol. 81, p. 489—499.
12. *Legg T. H., Broten N. W., Fort D. N.* et al.— Astrophys. J., 1977, vol. 211, p. 21—31.
13. *Salonen E., Haarala S., Teräsranta H.* et al.— Rept. Radio Lab. Helsinki Univ. Technol., 1984, N 162, p. 62—65.
14. *Матвеенко Л. И., Коган Л. Р., Костенко В. И.* и др.— Астрон. журн., 1973, т. 50, с. 1157—1162.
15. *Kellermann K. I., Jauncey D. L., Cohen M. N.* et al.— Astrophys. J., 1971, vol. 169, p. 1—24.
16. *Seielstad G. A., Cohen M. N., Linifield R. P.* et al.— Astrophys. J., 1979, vol. 229, p. 53—72.
17. *Паулини-Тос И. И. К., Пройс Е., Ватцел А.* и др.— Письма в Астрон. журн., 1978, т. 4, № 2, с. 64—69.
18. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 3—13; 1984, т. 69, с. 78—90.
19. *Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1981, vol. 19, p. 373—410.
20. *Cox J. P.*— Rep. Progr. Phys., 1974, vol. 37, N 5, p. 561—698.
21. *Ulrich M. H.*— Space Sci. Rev., 1981, vol. 28, N 1, p. 88—104.
22. *Бербидж Дж., Бербидж М.* Квазары. М.: Мир, 1969, с. 1—240.
23. *Озерной Л. М.*— Астрон. журн., 1966, т. 43, № 2, с. 300—312.
24. *Andrew B. H., Macleod J. M., Harvey G. A., Medd W. J.*— Astron. J., 1978, vol. 83, p. 863—899.

УДК.524.35.4

ЧАСТОТА 10 Гц В РАСПРЕДЕЛЕНИИ РАДИОПУЛЬСАРОВ ПО ПЕРИОДАМ

В. А. Котов, Б. М. Владимирский

Статистический метод, основанный на вычислении так называемого «спектра соизмеримости» [5, 6], примененный для анализа распределения периодов 330 пульсаров [4], показал, что распределение имеет доминирующую частоту модуляции $\nu_0 = 10{,}05 \pm \pm 0{,}07$ Гц (период $0{,}0995 \pm 0{,}0007$ с). Модуляция означает, что имеет место статистически значимый (с уровнем достоверности от 3,3 до 4,1 σ) дефицит числа пульсаров с частотами, кратными ν_0 ($\nu_n \approx \nu_0/n$, где n — целое число). Модуляция наиболее сильно выражена для пульсаров с периодами в интервале 0,4—1,6 с и не может быть объяснена каким-либо эффектом наблюдательной селекции.

THE FREQUENCY 10 Hz IN THE DISTRIBUTION OF RADIOPULSAR PERIODS, by *V. A. Kotov, B. M. Vladimirsky*.— A special statistical procedure, based on computation of the so-called «commensurability spectrum», being applied to the distribution of periods of 330 pulsars [4] revealed the dominant frequency $\nu_0 = 10.05 \pm 0.07$ Hz (period $0.0995 \pm \pm 0.0007$ s) of a quasiperiodic modulation of the distribution. This modulation means the presence of a statistically significant, at about 3.3 to 4.1 — sigma confidence level, deficit of a number of PSR with frequencies $\nu \approx \nu_0/n$, where n is integer. The effect appears to be strongly pronounced for PSR with periods from 0.4 to about 1.6 s and can not be ascribed to some unknown observational selection effect.

Важной характеристикой пульсаров как популяции астрофизических объектов является их распределение по периодам вращения. Многие авторы рассматривали различные особенности этого распределения, содержащего, очевидно, информацию о происхождении и эволюции пульсаров (см., например, [1]). Определенное внимание уделялось обсуждению некоторых деталей распределения, таких, как наличие минимума вблизи периода $P \approx 1{,}0$ с, реальность которого остается проблематичной [2, 3].

В настоящее время число известных радиопульсаров превышает 350, и оказывается возможным изучать те особенности распределения, которые могут быть статистически значимы, но непосредственно незаметны. Ниже излагаются результаты специального статистического анализа, имеющего

своей целью поиск периодических особенностей (неоднородностей) в указанном распределении. Материалом для анализа послужили данные о 330 пульсарах, содержащиеся в известном каталоге Манчестера и Тейлора [4].

1. Метод анализа

Анализ распределения пульсаров по периодам вращения основан на вычислении так называемой функции соизмеримости, или *резонансности*, введенной ранее авторами [5, 6] для анализа распределения периодов осевого вращения планет и астероидов в Солнечной системе, а также двойных звезд (с целью обнаружения наиболее характерного периода, оказавшегося равным 160^{m}):

$$F_0(\nu) = \frac{1}{\sigma}\left\{12^{-1/2} - \left[\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}[x_i - INT(x_i + 0{,}5)]^2\right]^{1/2}\right\},$$

где $x_i = \nu_i/\nu$ при $\nu \leqslant \nu_i$ и $x_i = \nu/\nu_i$ при $\nu > \nu_i$; ν_i — частота вращения i-го объекта (в данном случае — пульсара), ν — «бегущая» частота в заданном диапазоне проверяемых частот, N — полное число рассматриваемых объектов, $\sigma = (60N)^{-1/2}$. Значения функции $F_0(\nu)$ для набора случайных, «равномерно» распределенных частот ν_i практически нормально распределены около средней, равной нулю, величины со среднеквадратичным значением, равным единице. Максимум $F_0(\nu)$ соответствует частоте ν_0, при которой метод наименьших квадратов наилучшим образом аппроксимирует отношения пар частот, ν_i и ν, целыми числами. Нормированную функцию $F_0(\nu)$ можно назвать также функцией *избытка* объектов с периодами, кратными доминирующему периоду $P_0 \equiv \nu_0^{-1}$,— если присутствие такового в рассматриваемом распределении ν_i ($\equiv P_i^{-1}$) статистически значимо, т. е. ему соответствует достаточно высокий пик F_0. И, наоборот, функцию $F(\nu) = F_0(\nu)$ можно назвать функцией *недостатка* (несоизмеримости) данной совокупности объектов. В дальнейшем будем рассматривать именно $F(\nu)$ — функцию *недостатка* объектов.

Далее, по аналогии с обычным спектром мощности (переменной во времени величины) на графиках будем наносить квадраты F^2, но с учетом знака (соизмеримости или несоизмеримости) функции. В нашем случае назовем *спектром* несоизмеримости (недостатка объектов), или *спектром резонансности*, следующую величину:

$$F_1(\nu) = [F(\nu)]^3/|F(\nu)|.$$

Сравнивая спектр мощности обычной временнóй переменной $f(t)$ со спектром «резонансности», вычисляемым для распределения $n(P)$, легко видеть, что смысл обоих спектров очень похож. Переход от первого ко второму заключается главным образом в замене аргумента t на аргумент P (или ν).

2. Спектр «резонансности» пульсаров

Периоды 330 пульсаров (обозначаемых далее PSR) каталога [4] заключены в пределах от 0,0331 до 4,3082 с и имеют среднее значение, близкое к 0,84 с. Однако основная масса PSR, $\approx 89\%$ от общего числа, сосредоточена в области периодов 0,15—1,60 с со средним значением $\bar{P} \approx 0{,}72$ с. Величина $\bar{P}$ и определяет интересующую нас область «пробных» частот ν, см. [6]. А именно, ограничиваясь частотами ν, отличающимися от $\bar{P}^{-1}$ не более чем на порядок, для границ частотного интервала получаем $\nu_1 \approx 1/\bar{P} \approx 1{,}4$ и $\nu_2 \approx 14$ (Гц). В качестве оптимального шага по частоте при вычислении $F_1(\nu)$ можно принять величину [6] $\Delta\nu \lesssim 1/10\bar{P} \approx 0{,}14$ Гц; нами было принято $\Delta\nu = 0{,}086$ Гц, а в области наиболее существенных экстремумов $\Delta\nu = 0{,}0215$ Гц для более точного определения частоты экстремумов.

Спектр $F_1(\nu)$ был вычислен сначала для всех 330 PSR вместе, затем отдельно для короткопериодических ($P < 0{,}6$ с, число объектов $N = 143$) и долгопериодических ($P \geqslant 0{,}6$ с, $N = 187$) PSR.

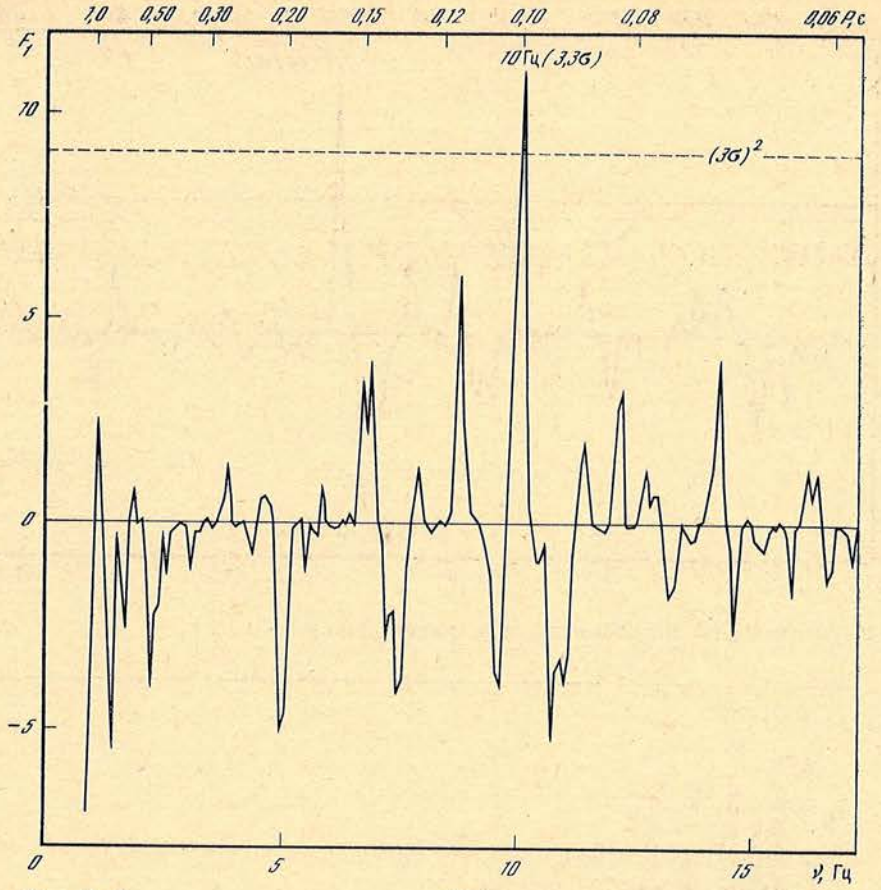


Рис. 1. Спектр «резонансности» для 330 пульсаров каталога [4]
По горизонтали — частота (внизу) или период (вверху)

В первом случае, для всей совокупности объектов (рис. 1), единственный пик, превышающий уровень достоверности 3σ, соответствует частоте $10{,}04 \pm 0{,}06$ Гц (ошибка определена по ширине пика на уровне $0{,}8\,A$, где A — амплитуда пика). Вероятность получить случайно такой пик, с амплитудой $A = 3{,}3\sigma$, равна $p \approx 4{,}8 \cdot 10^{-4}\, m \approx 0{,}02$ (здесь $m \approx 40$ — примерная оценка числа независимых частотных интервалов в диапазоне $\nu_1 - \nu_2$).

Для выборки PSR с периодами $P < 0{,}6$ с спектр вычислялся для более ограниченного интервала частот, 2,6—18 Гц, определяемого средним значением периода, равным $\approx 0{,}38$ с. Здесь ни один пик не превысил уровня значимости $2{,}5\sigma$, а эффект на частоте $\approx 10{,}05$ Гц оказался пренебрежимо малым: $A \approx 0{,}5\sigma$.

Долгопериодические PSR, напротив, показали сильный эффект («несоизмеримости», или «дефицита») на частоте $10{,}03 \pm 0{,}06$ Гц, где амплитуда пика достигла уровня $3{,}8\sigma$. Соответствующая вероятность случайного отклонения $p \approx 7{,}2 \cdot 10^{-5}\, m \approx 3 \cdot 10^{-3}$.

Эффект на частоте 10 Гц еще больше усилился, когда к выборке 187 долгопериодических PSR были добавлены 68 PSR, имеющих периоды от 0,4 до 0,6 с, см. рис. 2. Максимальный пик, теперь имеющий амплитуду $4{,}1\sigma$, соответствует частоте $\nu_0 = 10{,}05 \pm 0{,}07$ Гц; вероятность $p \approx 8 \cdot 10^{-4}$. Отрицательный пик на частоте $9{,}54 \pm 0{,}09$ Гц ($A = 3{,}4\sigma$) следует рассматривать как «артефакт» основного, положительного пика на частоте ν_0 (см. ниже).

Приходим к выводу, что наиболее характерный и единственно статистически значимый период в распределении PSR равен

$$P_0 \equiv \nu_0^{-1} = 0{,}0995 \pm 0{,}0007 \text{ (с)},$$

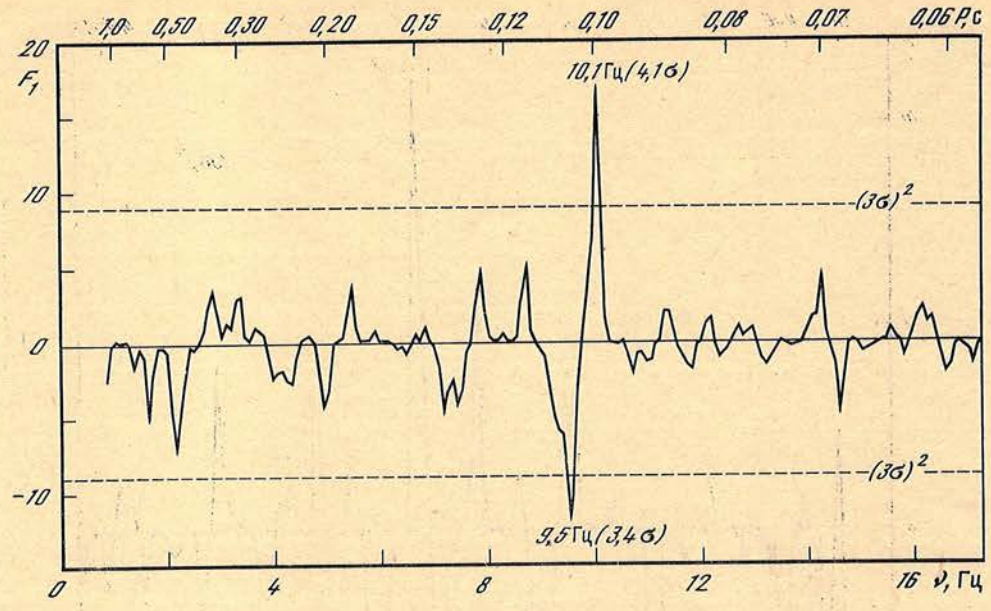


Рис. 2. Спектр F_1 (ν) для 255 пульсаров с периодами $P > 0{,}4$ с

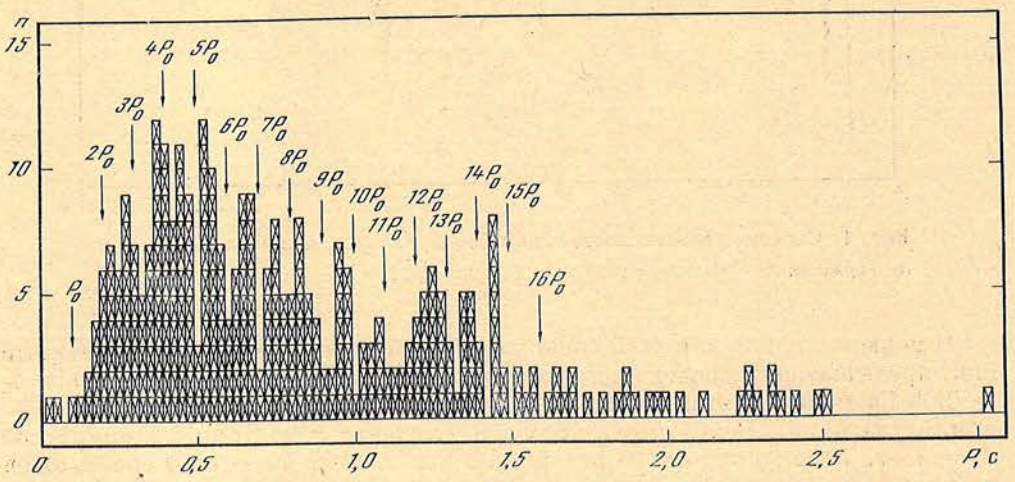


Рис. 3. Распределение 328 пульсаров с периодами $P < 3{,}1$ с, построенное с шагом $\Delta P = P_0/4$

Стрелки соответствуют периодам, кратным $P_0 = 0{,}0995$ с

достоверность которого весьма высока: $\mathcal{P} = 1 - p \gtrsim 0{,}997$. Теперь представляет интерес узнать, с каким типом особенностей распределения n (P) связан период P_0; или, например, с каким-либо экстремумом (дефицитом или преобладанием числа объектов) на определенной частоте вращения, или с некоторой периодичностью (модуляцией), характерной для более или менее широкого диапазона периодов.

С этой целью построено распределение PSR по периодам вращения со специально рассчитанным интервалом усреднения ΔP, таким, чтобы достаточно резко проявился эффект найденной P_0-модуляции. Значение ΔP было принято равным $P_0/4$, а начало отсчета смещено относительно точки $P = 0$ на величину $P_0/8$. Результат показан на рис. 3, где в интервале периодов $\approx 0{,}4$—$1{,}6$ с видно четкое (с единственным исключением вблизи $P \approx 1{,}14$ с) чередование максимумов и минимумов со средней периодичностью около 0,10 с. Периодический эффект нарушается для $P \lesssim 0{,}4$ с, что следует также из рассмотрения спектров F_1 (ν).

3. Обсуждение результатов

На основе рис. 3 интересно сначала выяснить, не является ли обнаруженный эффект особенностью какой-либо группы (класса) пульсаров, которую можно выделить, анализируя те или иные признаки. Как известно, имеются некоторые данные и соображения (суммированные в [7]), указывающие на неоднородность популяции пульсаров. То, что периодический эффект нарушается для $P \lesssim 0{,}4$ с, наводит на мысль, что это явление вообще присуще только долгопериодическим пульсарам ($P \gtrsim 0{,}4$ с), существенно отличающимся согласно [8] от короткопериодических (эти различия поддаются физическому истолкованию). Если взять в качестве классифицирующего параметра наблюдаемый период, то указанная выше граница соответствует также разделению пульсаров по эффективности их радиоизлучения [7, 9].

В связи с этим присутствие периодичности 0,10 с было проверено для всех надежно классифицируемых по эффективности радиоизлучения объектов, а именно отдельно для 156 пульсаров типа «О» и 45 пульсаров типа «П». Разделение на две группы «О» и «П» основано на рассмотрении так называемой эффективности генерации радиоизлучения $\eta = L/\dot{E}$, где L — радиосветимость пульсара, $\dot{E} = 4\pi^2 I\dot{P}/P^3$ — общее энерговыделение, связанное с замедлением вращения ($\dot{P}$ — скорость изменения периода, I — момент инерции пульсара). Граница разделения на «О»- и «П»-типы соответствует значениям $\eta \gtrless 5\cdot 10^{-6}$ [9]. Согласно авторам [10] параметр η коррелирует также с характерным возрастом пульсара $\tau = P/2\dot{P}$.

В спектре $F_1(\nu)$, вычисленном для 156 пульсаров типа «О», максимальный пик соответствует частоте 10,04 ± 0,05 Гц (период 0,0996 ± 0,0005 с). Достаточно высокая амплитуда пика, 3,1σ, позволяет сделать предварительный вывод о том, что P_0-эффект для этих пульсаров выражен сильнее, чем для пульсаров типа «П» (при более или менее равномерно распределенном эффекте для выборки 156 пульсаров — из полного массива 330 пульсаров — следовало бы ожидать эффект с амплитудой $A \approx 3{,}3\sigma/(330/156)^{1/2} \approx 2{,}3\sigma$, а фактически полученное значение $\approx 3{,}1\sigma$). Для выборки 45 пульсаров типа «П», наоборот, амплитуда пика на частоте ≈ 10 Гц, $A \approx 0{,}7\sigma$, оказалась меньше статистически «ожидаемого» значения $\approx 1{,}2\sigma$.

Заметим, однако, что различие в амплитуде эффекта для «О»- и «П»-пульсаров может быть связано просто с тем обстоятельством, что указанные выше две выборки PSR существенно отличаются средними значениями периодов (длиннопериодные и короткопериодные в среднем пульсары): только 13% из 156 рассматриваемых пульсаров типа «О» имеют периоды $P < 0{,}4$ с, в то время как для 45 пульсаров типа «П» этот процент равен 58. Средние значения периодов для двух групп PSR равны соответственно 0,95 ± 0,05 с и 0,53 ± 0,07 с. Поэтому в свою очередь отсутствие эффекта P_0-периодичности для PSR с периодами $P < 0{,}4$ с (см. рис. 3) может быть истолковано как следствие преобладания в области коротких периодов PSR типа «П», для которых эффект, по-видимому, не наблюдается вообще или он очень слабый. (Или, наоборот, уменьшение эффекта для «П»-пульсаров может быть естественным результатом того, что бóльшая часть этой выборки — пульсары с периодами $< 0{,}4$ с.)

На основе того же каталога [4] нетрудно убедиться, что «О»-пульсары, соответствующие периодам $P \approx nP_0$ (± 12,5 мс; n — целое число от 5 до ≈ 16), т. е. минимумам на рис. 3, не отличаются в среднем от остальных пульсаров по таким наблюдаемым параметрам, как L, τ, напряженность магнитного поля B и высота над галактической плоскостью z. Данные [11] позволяют отметить, что «О»-пульсары не выделяются также и по среднему значению угла между осью диполя и осью вращения. Отсутствие всех этих различий дает основание исключить возможность объяснения P_0-модуляции влиянием какого-либо эффекта селекции.

Если обнаруженный эффект P_0-модуляции связан только с пульсарами типа «О», прошедшими согласно [7, 9] стадию аккреции в тесных двойных системах, то один из возможных вариантов объяснения мог бы состоять в том, что

распределение самих тесных двойных систем (по орбитальным периодам) весьма неоднородно. И хотя такая неоднородность, более того — периодическая модуляция (с периодом, кратным 160^m), действительно существует в тесных двойных системах [6], она вряд ли могла эволюционным путем «трансформироваться» в P_0-периодичность PSR при очень большом разбросе начальных параметров (массы компонент, элементы орбит, темпы аккреции и др.).

Воздерживаясь пока от попыток найти тот или иной физический механизм, который мог бы объяснить P_0-модуляцию, подчеркнем, что найденный эффект с высоким уровнем достоверности ($1 - p \gtrsim 0{,}997$) не может быть приписан какому-либо неизвестному эффекту наблюдательной селекции. Сам факт модуляции с частотой 10 Гц представляет большой интерес для изучения таких сравнительно малоизученных объектов, как нейтронные звезды.

Авторы благодарны А. А. Степаняну за полезное обсуждение результатов и замечания, а также В. П. Фомину за обсуждение статистических методов.

15 ноября 1985 г.

Литература

1. *Мнацаканян М. А.*— Астрофизика, 1979, т. 15, с. 515—532.
2. *Манчестер Р., Тейлор Дж.* Пульсары / Пер. с англ. под ред. А. Д. Кузьмина. М.: Мир, 1980. 292 с.
3. *Huang J.-H., Huang K.-L., Peng Q.-H.*— Astron. and Astrophys., 1983, vol. 117, p. 205—208.
4. *Manchester R. N., Taylor J. H.*— Astron. J., 1981, vol. 86, p. 1953—1973.
5. *Котов В. А., Кучми С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 70, с. 38—46.
6. *Котов В. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 69—84.
7. *Владимирский Б. М.*— Астрофизика, 1987.
8. *Малов И. Ф.*— Астрон. журн., 1985, т. 62, с. 252—257.
9. *Владимирский Б. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 192—205.
10. *Buccheri R., D'Amico N., Massaro E., Scarsi L.*— Nature, 1978, vol. 274, p. 572—574.
11. *Малов И. Ф.*— Астрофизика, 1986, т. 24, с. 48—55.

УДК 523.9—1/—8 + 524.3

ИЗУЧЕНИЕ ЛИНИИ ГЕЛИЯ λ 10830 Å В СПЕКТРЕ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ В 1981—1984 гг.

З. А. Щербакова, А. Г. Щербаков

В спектре Солнца как звезды установлена переменность линии He I λ10830.

С 1981 по 1984 г. ее глубина и эквивалентная ширина уменьшились в 1,5 раза, а полуширина оставалась неизменной. На эту переменность накладывались быстрые вариации глубины линии в течение нескольких дней, вызванные, по-видимому, прохождением по диску Солнца неоднородностей с различными временами жизни.

INVESTIGATION OF THE He I λ10830 LINE IN THE SPECTRUM OF THE SUN AS A STAR DURING 1981—1984, by *Z. A. Shcherbakova, A. G. Shcherbakov.*— Sixty nine spectrograms of the whole solar disk have been obtained in the 10830 Å region during 1981—1984. The spectrograms were taken with high speed infrared film. Dispersion 0.83 Å/mm. The analysis of the He I λ10830 line shows the correlation between the intensity of helium line and the 11-year cycle of solar activity. But the line half width is not connected with the activity cycle. There probably exists intensity line variability on time scale near to solar rotational period.

Большинство наших знаний о физических характеристиках звездных хромосфер основано на наблюдениях звезд солнечного типа, красных карликовых звезд, а также звезд типа BY Dra и RS CVn. Изучение сотен спектров

этих звезд позволило выявить многие черты сходства активности их хромосфер и солнечной активности. Важной целью дальнейших исследований является поиск свидетельств циклических процессов, связанных с существованием на их поверхности активных областей, магнитных полей и т. д. Фогт приводит доказательства в пользу динамо-циклов у звезд с активными хромосферами [1]. Звезды, имеющие периоды вращения больше чем 6—7 сут, показывают циклы хромосферной активности продолжительностью 10—12 лет, которая не зависит от спектрального типа (от G8 до M0) и периода вращения. Если период вращения меньше 6—7 сут, то характерные времена циклов хромосферной активности звезд линейно возрастают с увеличением угловой скорости. Детальный анализ 10—12-летних циклов активности карликовых звезд указывает на то, что активные области на их поверхности не являются прямой аналогией солнечных пятен, но более подобны крупномасштабным неоднородностям, таким, как корональные дыры на Солнце [1].

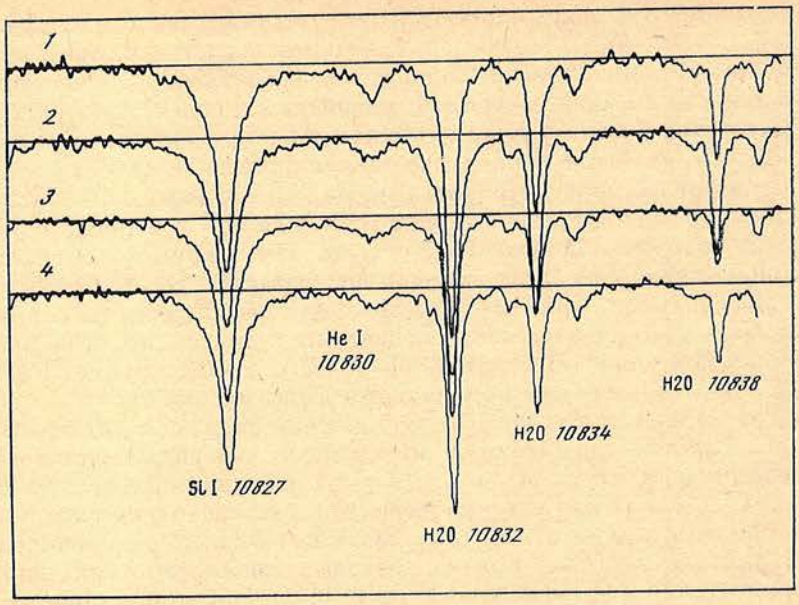
В спектре Солнца линия He I λ10830 Å тесно связана с активностью его хромосферы. Так как существенную роль в заселении метастабильного уровня 2^3 S гелия играет излучение с $\lambda < 504$ Å, эта линия несет информацию о физических условиях как в хромосфере, так и в переходном слое и короне. Исследование этой линии в спектрах звезд поздних типов может служить средством для диагностики горячих звездных хромосфер. Так, например, анализ линии гелия λ10830 Å в спектре Капеллы позволил уточнить представление о хромосфере этой звезды [2]. Наблюдения указывают на возможные циклические изменения в хромосфере вторичного компонента α Aur B (F9) с периодом около 10 лет, а также на модуляцию, связанную с осевым вращением.

Присутствие сильной линии гелия λ10830 Å ($R_0 \sim 0{,}5$ ед. континуума) переменной интенсивности в спектре холодного гиганта HD 22649 (M4) также, по-видимому, указывает на ряд особенностей строения его хромосферы [3]. Возможно, что переменность профиля линии связана либо с появлением и разрушением активных центров (типа больших групп пятен на Солнце), либо с модуляцией эффектов от долгоживущих активных областей вращением звезды.

Сильные вариации глубины и полуширины линии по диску Солнца приводят к модели неоднородной хромосферы, состоящей из оптически толстых групп спикул, окруженных более прозрачным газом, что, вероятно, связано с вариациями электронной температуры и конфигурацией магнитного поля в хромосфере [4]. На спектрогелиограммах в линии He I λ10830 Å хорошо видны активные области с сильным поглощением, а также места с относительно слабой или полностью отсутствующей хромосферной сеткой, совпадающие с положением корональных дыр [5].

В связи с изложенным важное значение для дальнейших исследований Солнца и звезд приобретают наблюдения этой линии гелия в спектре Солнца как звезды. Естественно ожидать, что интенсивность линии может быть связана с цикличностью его хромосферной активности. Кроме того, профиль линии в спектре интегрального излучения Солнца должен отражать прохождение по его диску активных областей и корональных дыр.

Спектрограммы Солнца как звезды в области λ10830 Å были получены нами на телескопе БСТ-2 Крымской обсерватории в период 1981—1984 гг. Спектрограммы с дисперсией 0,83 Å/мм фотографировались на высокочувствительную инфрахроматическую пленку. Время экспозиции составляло 25—30 с, спектральное разрешение 0,05 Å. Фотометрическая обработка материала проводилась на микрофотометре интенсивностей с микро-ЭВМ «Искра-1256». Примеры регистрограмм спектров, нормированных к континууму, показаны на рис. 1. В дальнейшем на регистрограммах измерялась глубина и полуширина главного (сильного) компонента триплета He I λ10830,38 Å и эквивалентная ширина всей линии поглощения He I (компоненты 10830,341; 10830,250 и 10829,081 Å). Среднеквадратичные ошибки измерений параметров профиля линии гелия определялись по всему материалу наблюдений на тех же спектрограммах, исходя из предположения, что «фотосферные» линии в спектре Солнца как звезды непеременны. Так как сканирование спект-



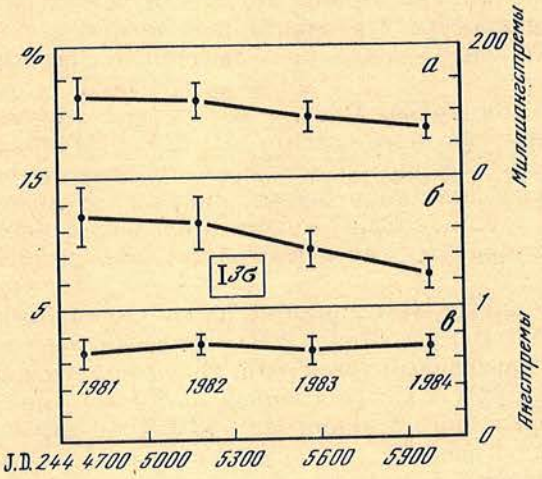


Рис. 1. Примеры регистрограмм спектра Солнца как звезды в области линии He I λ10830 Å, полученных в 1981—1984 гг.

1 — 18.07 1981 г., *2* — 28.06 1982 г., *3* — 26.09 1983 г., *4* — 01.11 1984 г.

Рис. 2. Изменение со временем параметров линии He I λ10830 Å

Среднеквадратичная ошибка измерений глубины линии для сезона наблюдений (уровень 3σ) приведена в центре рисунка

рограмм на микрофотометре проводилось с высокой щелью площадью 0,5 мм² и зернистость фотоэмульсии не играла существенной роли, среднеквадратичная ошибка одного измерения глубины линии оказалась $\leqslant 2\%$, а ошибка измерения полуширины $\leqslant 1{,}5\%$.

На рис. 2 приведены результаты измерений линии гелия на 69 спектрограммах. Полученный материал оказался распределенным во времени следующим образом: 11 спектрограмм в 1981 г., 9 — в 1982 г., 29 — в 1983 г., 20 — в 1984 г. В верхней части рисунка показано изменение со временем эквивалентной ширины линии (*а*), ниже — глубины (*б*) и полуширины (*в*) ее главного компонента. Точки на рисунке соответствуют средним значениям величин для каждого сезона наблюдений. Из рис. 2 видно, что с 1981 по 1984 г. эквивалентная ширина и глубина линии уменьшились почти в два раза, тогда как ее полуширина оставалась неизменной. Сопоставление этих результатов с индексами солнечной активности позволяет сделать вывод, что основным параметром линии He I λ10830 Å, связанным с активностью Солнца, является ее глубина R_0. Оказалось также, что, кроме этих изменений, наблюдается и более быстрая переменность линии в течение нескольких дней. Вертикальными штрихами на рис. 2 показаны дисперсии измеренных величин для разных сезонов наблюдений. Так как среднеквадратичные ошибки измерений $\sigma_{ср}$ (сезона) $= \sigma_i/\sqrt{N}$ (сезона) не превосходят размеров кружков, то дисперсии величин отражают реальные изменения W_λ, R_0 и $\Delta\lambda$. Обращает на себя

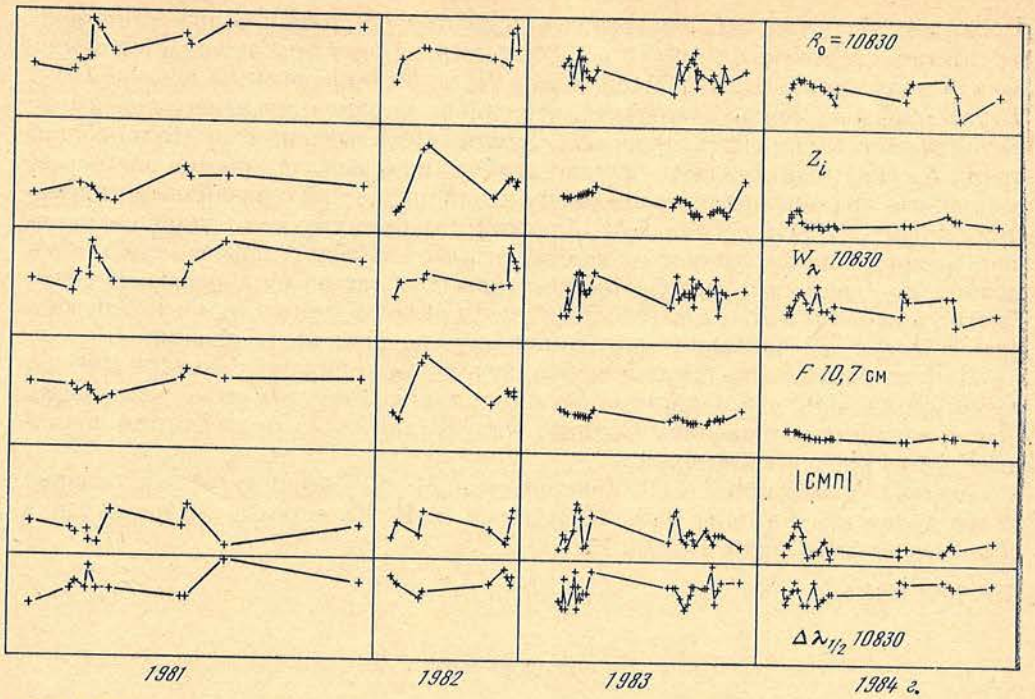


Рис. 3. Изменения со временем параметров линии He I и индексов активности Солнца

Внизу указаны сезоны наблюдений: 1981 г.— 179 дней, 1982 г.— 66, 1983 г.— 99, 1984 г.— 116 дней. Пределы изменений величины по вертикали: R_0 от 3 до 16%; $\Delta\gamma_{1/2}$ от 0 до 1 Å; W_λ от 0 до 200 Å; Z_i от —20 до 300; $F_{10,7\ см}$ от 40 до $320 \cdot 10^{-22}$ Вт$^{-2}$ Гц$^{-1}$; | СМП | от 0 до 250 мкТ

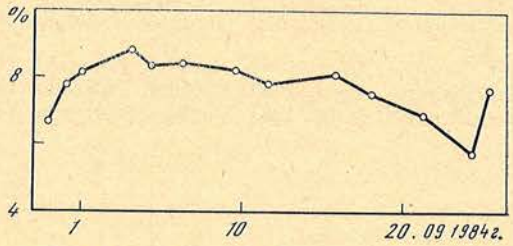


Рис. 4. Изменения глубины линии He I λ10830 Å в сентябре 1984 г. в течение 27-дневного цикла осевого вращения Солнца

внимание следующее обстоятельство. В 1981 г. глубина линии имела большую амплитуду быстрых вариаций (см. величину дисперсии), которая постепенно уменьшалась к 1984 г. Однако отношение этой амплитуды к среднему значению глубины линии для каждого сезона оставалось постоянным в пределах от 18 до 12%, а для эквивалентной ширины — в пределах от 27 до 24%.

На рис. 3 мы сопоставили параметры линии гелия с такими индексами солнечной активности, как относительные числа пятен Z_i и радиопоток F на волне 10,7 см. Там же приведены данные по модулю общего магнитного поля Солнца |СМП| [6—9]. Из рисунка видно, что глубина R_0 и эквивалентная ширина W_λ линии He I λ10830 Å могут служить индексами солнечной активности, хотя в деталях изменения этих величин не полностью соответствуют изменениям чисел Вольфа и радиопотока. Корреляция с этими величинами существует, но является слабой:

10830	Z_i	$F_{10,7\ см}$
R_0	0,61±0,08	0,56±0,10
W_λ	0,50±0,10	0,44±0,12
$\Delta\lambda_{1/2}$	0,10±0,12	0,02±0,15

Корреляция между индексами активности Солнца и полушириной линии полностью отсутствует. Весьма интересно сравнить изменения полуширины линии гелия и модуля магнитного поля. В 1981 и в 1982 гг. прослеживается антикорреляция между полушириной линии и модулем СМП, тогда как в

1983 и в 1984 гг. уже наблюдается хотя и слабая, но прямая корреляция между этими величинами. В 1983 и в 1984 гг. корреляция прослеживается также между модулем СМП и глубиной линии R_0 и ее эквивалентной шириной W_λ. Таким образом, можно заключить, что слабая корреляция между индексами активности и глубиной (а также W_λ) линии гелия вызвана тем, что на общий тренд R_0 He I, связанный с активностью Солнца, накладываются вариации, вызванные прохождением по его диску неоднородностей с различными временами жизни. В 1981 г., в период, близкий к максимуму солнечной активности, неоднородности хромосферной сетки в He I λ10830 Å определялись в основном появлением и разрушением активных областей (большая амплитуда быстрых вариаций R_0), а в 1984 г. ($Z_i \approx 0$) вклад в линию гелия могли вносить области, связанные с долгоживущими корональными дырами.

На рис. 4 приведена серия измерений глубины линии для сентября 1984 г., из которой видно, что можно ожидать модуляцию эффектов от долгоживущих неоднородностей вращением Солнца. Однако для этого потребуются дополнительные ряды наблюдений.

Авторы благодарны А. Б. Северному и М. А. Лифшицу за обсуждение результатов и ценные замечания, а также Б. И. Шапиро за предоставление образцов инфрапленки И-1060 В.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Vogt S. S.*— In: Activity in red-dwarf stars / Eds. P. B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1983, p. 137.
2. *Кацова М. М., Щербаков А. Г.*— Астрон. журн., 1983, т. 60, с. 267.
3. *Щербаков А. Г.*— Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, с. 542.
4. *Щербаков А. Г., Щербакова З. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68, с. 39.
5. *Sheeley N. R., Harvey J. W., Feldman W. C.*— Solar Phys., 1976, vol. 49, p. 271.
6. Solar Geophys. Data, 1981, Boulder, Colorado, USA, N 441, 442, 443, 444, 445, 447, pt. 1.
7. Solar Geophys. Data, 1982, Boulder, Colorado, USA, N 445, 456, 457, 458, pt. 1.
8. Solar Geophys. Data, 1983, Boulder, Colorado, USA, N 468, 469, 470, 471, pt. 1.
9. Solar Geophys. Data, 1984, Boulder, Colorado, USA, N 481, 482, 484, 485, pt. 1.

УДК 523.94

О СОДЕРЖАНИИ РТУТИ НА СОЛНЦЕ

Л. С. Любимков, Н. Г. Залалетдинова

Методом синтетических спектров исследованы три спектральных участка, содержащие линии Hg I λ5460,74, λ4358,34 и λ4046,56. Установлено, что последние данные разных авторов относительно сил осцилляторов этих линий хорошо согласуются между собой (табл. 1). Расчеты выполнены для двух моделей солнечной атмосферы: Гарвард — Смитсонианской [25] и Хольвегера — Мюллер [26] и сопоставлены с записями солнечного спектра из атласа [13]. Показано, что слабая бленда в районе λ5460,74 не принадлежит Hg I, в противном случае пришлось бы принять слишком высокое содержание ртути $\lg \varepsilon\,(\mathrm{Hg}) = 2{,}8 \div 2{,}9$, не подтверждаемое анализом двух других линий. На месте λ4046,56 явных следов какой-либо линии нет, отсюда получена верхняя оценка $\lg \varepsilon\,(\mathrm{Hg}) \lesssim 2{,}4$. Вблизи λ4358,34 наблюдается очень слабая депрессия, которой соответствует содержание $\lg \varepsilon\,(\mathrm{Hg}) = 1{,}8 \div 2{,}0$, однако указанная депрессия, вероятно, обусловлена молекулярным ионом SiH^+ [3]. Таким образом, все три исследованные линии, являющиеся наиболее сильными линиями Hg I в видимой области спектра, дают лишь верхнюю границу содержания ртути в атмосфере Солнца. На основании наименьшей оценки $\lg \varepsilon\,(\mathrm{Hg})$, полученной по линии λ4358,34, установлено содержание $\lg \varepsilon_\odot\,(\mathrm{Hg}) \leqslant 1{,}9$.

ON THE SOLAR MERCURY ABUNDANCE, by *L. S. Lyubimkov, N. G. Zalaletdinova.*— Using the method of synthesic spectra three spectral sections containing Hg I λ5460.74, λ4358.34 and λ4046.56 lines were investigated. A good agreement of the latest data obtained by different authors for the oscillator strengths of these lines has been revealed (table 1). Our calculations were made for two models of the solar atmosphere — HSRA [25] and Holweger — Müller [26]; results were compared with the observed spectra from atlas [13]. It has been shown that a weak blend near λ5460.74 does not belong to Hg I, otherwise one would have to assume too high mercury abundance log ε (Hg) = 2.8 ÷ 2.9 which is not in agreement with the analysis of two other lines. There are no obvious traces of any line at the place of λ4046.56, hence it follows the upper limit log ε(Hg) ⩽ 2.4. There existis a very weak depression near λ4358.34 which corresponds to abundance log ε(Hg) = 1.8 ÷ 2.0, but this depression may be caused by molecular ion SiH^+ [3]. Consequently, all three investigated lines being the strongest Hg I lines in the visual region of the spectrum yield only the upper limit of the mercury abundance in the solar photosphere. Taking as a basis the lowest value log ε(Hg) found from the line λ4358.34, we establish solar mercury abundance log $\varepsilon_\odot$ (Hg) ⩽ ⩽ 1.9.

1. Введение

При исследовании химического состава звезд различных типов полученные содержания элементов обычно сравниваются с их содержанием на Солнце, которое при этом рассматривается как некий эталон звезды с нормальным химическим составом. Однако не для всех элементов солнечное содержание определено достаточно надежно. Прежде всего это относится к наиболее тяжелым элементам, концентрация которых в атмосфере Солнца чрезвычайно низка и спектральные линии слабы и малочисленны. Примером такого элемента является ртуть (атомный номер $Z = 80$), которая представляет особый интерес, так как ее линии обнаружены в спектрах ряда Ap-звезд, и для сравнения желательно иметь надежную оценку содержания Hg на Солнце.

В компиляциях по химическому составу Солнца (см., например, [1, 2]) относительно ртути имеется единственная ссылка на заметку Гревесса [3]. Этот автор определил содержание ртути по линии Hg I λ4358,34. Вблизи этой длины волны в солнечном спектре видна очень слабая депрессия, которой согласно [3] соответствует эквивалентная ширина $W_\lambda = 0{,}4$ мÅ. По указанному значению W_λ в [3] была получена оценка lg ε (Hg) = 2,1. Однако там же отмечено, что слабая депрессия вблизи 4358,34 Å принадлежит скорее всего не ртути, а молекулярному иону SiH^+. Таким образом, полученную в [3] величину следует рассматривать как верхнюю границу содержания ртути в атмосфере Солнца, т. е. lg $\varepsilon_\odot$ (Hg) < 2,1, как и приведено в [1, 2]. Отметим, что содержание элементов мы даем в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято lg ε (H) = 12,0.

Итак, имеющаяся оценка lg $\varepsilon_\odot$ (Hg) выведена из максимально возможного значения W_λ единственной линии ртути. Чтобы повысить надежность результата, мы рассмотрим не одну, а три линии Hg I и их анализ выполним методом синтетических спектров, позволяющим детально учесть эффект блендирования линий.

2. Силы осцилляторов линий Hg I

Для анализа были выбраны три наиболее сильные линии Hg I в видимой области спектра, принадлежащие первому мультиплету [4]. В табл. 1 приведены их длины волн λ (Å), потенциалы возбуждения χ и статистические веса *g* нижних уровней, а также силы осцилляторов *f*. Выбору значений *f* следует уделить особое внимание, так как от этого зависит точность определения lg ε (Hg).

В табл. 1 для каждой линии представлены четыре значения *f*, полученные начиная с 1964 г. как экспериментальным путем, так и с помощью вычислений. Более ранние данные Корлисса и Бозмана [5] оказались завышенными в десятки раз. Это показали измерения Пенкина [6] и расчеты Груздева [7]. Вслед за этим появились результаты вычислений Варнера [8] (см. также [9]), которые и были использованы Гревессом [3] при анализе линии λ4358,34.

Таблица 1

Линии Hg I и их силы осцилляторов

Линия	χ, эВ	g	f				lg gf
			[6]	[7]	[8, 9]	[10, 11]	
5460,74	5,46	5	0,16	0,14	0,11	0,16	−0,15
4358,34	4,89	3	0,15	0,11	0,13	0,12	−0,42
4046,56	4,67	1	0,21	0,10	0,14	0,05	−0,90

Из более поздних работ следует отметить измерения вероятностей переходов, выполненные для Hg I Мосбургом и Вильке [10]. На основе этих данных и последних определений времени жизни терма Hg I $7^3 S_1$ Дворецкий [11] нашел значение $gf = 0{,}35$ для линии λ4358,34. Воспользовавшись вероятностями переходов из [10], мы определили отсюда силы осцилляторов для двух других линий из табл. 1.

Четыре значения f, приведенные в табл. 1 для каждой линии Hg I, неплохо согласуются между собой, исключая, может быть, линию λ4046,56. Чтобы повысить надежность получаемых результатов, мы усреднили данные четырех определений сил осцилляторов; найденные таким путем величины lg gf представлены в последнем столбце табл. 1. Они и были использованы в дальнейших расчетах.

3. Вычисление синтетических спектров

Мы вычисляли синтетические спектры в следующих трех участках, содержащих выбранные линии ртути: 5460,0—5461,8 Å; 4357,7—4359,0 Å и 4045,0—4047,5 Å. Расчеты выполнены для центра диска Солнца с помощью программы SYNTHEL [12] на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории. Шаг по λ составлял 0,01 Å, что вполне достаточно для обеспечения необходимой точности. Теоретические спектры сравнивались с наблюдаемыми, которые мы взяли из атласа Дельбойля и др. [13]. Полуширина инструментального профиля в [13] составляет всего лишь около 6 мÅ, поэтому, хотя мы и провели свертку с инструментальным профилем, это почти не повлияло на вид синтетического спектра.

В расчеты мы включили все линии из списка Куруца и Пейтреманна [14], которые в заданных спектральных интервалах могут внести хоть какой-то вклад в теоретический спектр. Наиболее сильные из них, исключая линии Hg I, перечислены в табл. 2. Для каждой линии здесь указана теоретическая длина волны из [14]; кроме того, для большинства из них приведена и наблюдаемая длина волны из [15]. Различие между этими двумя значениями λ иногда достигает нескольких сотых ангстрема. Чтобы получить лучшее согласие с наблюдаемым спектром, мы использовали в вычислениях значения λ из [15].

В табл. 2, кроме номера мультиплета по Мур [4], длины волны λ и потенциала возбуждения нижнего уровня χ, приведены также силы осцилляторов. Указаны полуэмпирические значения lg gf из [14], а также уточненные gf-величины, которые в большинстве случаев взяты непосредственно из современных источников [16—24], но иногда получены путем исправления данных [14]. Для такого исправления, т. е. приведения gf-величин Куруца и Пейтреманна [14] в более точную систему сил осцилляторов, подбиралась группа линий соответствующего атома или иона, близких по λ и χ к рассматриваемой линии (это позволило избавиться от систематических ошибок, зависящих от λ и χ). Затем для этих линий определялась разность Δ lg gf между значениями lg gf из [14] и lg gf из той работы, которая принята за основу. Уточненная сила осциллятора для данной линии находилась вычитанием средней величины Δ lg gf из значения [14].

Для некоторых линий были приняты эмпирические значения lg gf, полученные нами путем подгонки теоретических профилей к наблюдаемым.

Таблица 2

Наиболее сильные из линий, включенных в расчеты синтетических спектров

Спектральный интервал	Элемент	Номер мультиплета	Длина волны		χ, эВ	lg *gf*		Принятая система *gf*
			теоретическая [14]	наблюдаемая [15]		[14]	исправленный	
5460,0–5461,8	Ti I	3	5460,469	5460,513	0,05	−2,63	–	[14]
	Mn I	31	5460,647	–	3,14	−3,00	−2,78	[16]
	Fe I	464	5460,876	5460,888	3,07	−3,88	−3,59	[17]
	Fe I	1145	5461,531	5461,559	4,45	−2,12	−1,69	[17]
4357,7–4359,0	Ni I	256	4357,849	–	4,24	−2,70	−2,44	[18]
	Fe I	–	4357,939	–	3,64	−2,72	–	[14]
	Nd II	10	4358,170	4358,170	0,31	−0,98	−0,39	[19]
	Fe I	412	4358,504	4358,512	2,95	−1,42	−1,67	[20]
	Fe I	–	4358,688	–	3,02	−2,52	−3,20	Эмпирическое значение
	Y II	5	4358,730	4358,718	0,10	−1,61	−1,32	[21]
	Fe I	987	4358,939	4358,916	3,83	−2,64	–	[14]
4045,0–4047,5	Mn I	48	4045,114	4045,115	4,33	+0,18	+0,58	[16]
	Fe I	425	–	4045,115	3,02	–	−2,30	Эмпирическое значение
	Mn I	–	4045,193	–	4,23	+0,15	–	[14]
	Ce II	–	4045,210	–	0,80	−0,39	–	[14]
	Co I	31	4045,384	4045,390	1,05	−1,30	–	[14]
	Fe I	559	4045,584	4045,600	3,21	−3,01	−1,96	[20]
	Zr II	30	4045,610	4045,600	0,70	−0,66	+0,03	[22]
	Fe I	43	4045,815	4045,825	1,48	+0,25	+0,28	[20]
	Fe I	557	4046,061	4046,074	3,27	−3,55	−2,50	[20]
	V II	177	4046,270	4046,341	3,12	−0,95	−0,83	[23]
	Ce II	81	4046,340	4046,341	0,55	−0,34	–	[14]
	Fe I	1075	–	4046,459	4,15	–	−1,95	Эмпирическое значение
	Cr I	36	4046,738	4046,760	2,54	−1,03	−1,70	То же
	Ni I	–	4046,746	4046,760	4,09	−0,94	−1,60	»
	Mn I	–	4046,994	–	4,53	−0,22	–	[14]
	K I	3	4047,206	4047,230	0,00	−2,00	−2,22	[24]
	Fe I	117	4047,304	4047,310	2,28	−2,86	−2,96	[20]

В частности, как видно из табл. 2, эмпирические силы осцилляторов были использованы для двух линий Fe I, которые содержатся в таблицах Мур [4], но пропущены в списке Куруца и Пейтреманна [14]. Еще для двух линий Fe I в первом спектральном интервале эмпирические *gf*-величины были взяты из [17].

В бленду на длине волны $\lambda_{\text{набл}} = 4046{,}76$ Å вносят примерно одинаковый вклад две линии, принадлежащие Cr I и Ni I, и мы приняли для них равные поправки в силах осцилляторов (см. табл. 2). Подчеркнем, что рассмотренные выше исправления *gf*-величин не затрагивают линий Hg I и не влияют на определяемое содержание ртути; они введены, чтобы для каждого спектрального интервала на всем его протяжении добиться лучшего соответствия между теоретическим и наблюдаемым спектрами. Отметим также, что принятое в наших вычислениях содержание элементов на Солнце соответствует использованной системе сил осцилляторов.

Чтобы оценить, как зависят результаты от выбора модели солнечной атмосферы, расчеты синтетических спектров были выполнены для двух разных моделей: Гарвард—Смитсонианской [25] и Хольвегера—Мюллер [26]. В дальнейшем для краткости будем обозначать их HSRA и HM, как это делается в других публикациях.

Профили фраунгоферовых линий уширены микро- и макротурбулентностью. Некоторые авторы исследуют изменение линий от центра к краю солнечного диска и отсюда строят анизотропную модель турбулентности, разделяя ее на радиальную и тангенциальную составляющие. Наш анализ относится к центру диска, поэтому необходимо учитывать только радиальную

(вертикальную) составляющую. Для микротурбулентности мы приняли $V_{mic} = 0{,}8$ км/с, среднее значение, на которое указывают многочисленные исследования, выполненные после 1970 г. (см. [27, 28]). Более ранние определения V_{mic} имеют недостаточную точность из-за ненадежности имевшихся тогда сил осцилляторов. Аналогично для макротурбулентности было принято значение $V_{mac} = 1{,}6$ км/с (см. [27]). При свертке синтетического спектра с макротурбулентностью профиль последней считался гауссовым.

Спектральные линии уширяются также вследствие столкновений атомов с окружающими частицами. Для учета этого эффекта при вычислении коэффициента поглощения в линии вводится параметр затухания γ, который обычно складывается из трех составляющих, обусловленных радиационным затуханием, эффектом Штарка (взаимодействие с заряженными частицами) и силами Ван-дер-Ваальса (столкновения с нейтральными частицами). Последний эффект в случае Солнца, как известно, играет доминирующую роль. Соответствующую ему величину затухания γ_{VdW} обычно вычисляют по известной формуле Унзольда, однако она может давать заниженные значения γ_{VdW}. Эмпирическим путем найден поправочный множитель к этим значениям, который согласно [27] составляет 1,3 для Fe; 1,7 для Ti; 1,6 для Cr и Ni. Для остальных элементов мы приняли поправочный множитель 1,5.

Суммы по состояниям для ртути мы вычисляли с помощью данных Ирвина [29]. Другие детали расчета синтетических спектров можно найти в [12].

4. Определение содержания ртути

Расчеты синтетических спектров в трех указанных выше интервалах, включающих линии Hg I, были выполнены при разных содержаниях ртути. Сначала мы принимали заведомо завышенное значение lg ε (Hg), потом постепенно уменьшали его, добиваясь наилучшего согласия с наблюдаемым спектром. Рассмотрим результаты такого анализа для каждого участка отдельно.

На рис. 1 сравниваются результаты наблюдений и вычислений в интервале 5460,0—5461,8 Å, содержащем линию Hg I λ5460,74. Запись наблюдаемого спектра, взятая из атласа [13], показывает ряд резких линий, одна из которых с длиной волны 5460,365 Å в [15] не отождествлена (не удается ее отождествить и с помощью списка [14]). В непосредственной окрестности линии Hg I видна слабая и широкая бленда, которую не удается полностью объяснить присутствием только одной или даже двух линий, Hg I λ5460,74 и Mn I λ5460,65. Чтобы теоретический профиль линии Hg I не оказался глубже уровня наблюдаемого спектра, необходимо принять lg ε (Hg) = 2,9 для модели HM и lg ε (Hg) = 2,8 для модели HSRA. Небольшое различие в содержании ртути связано с тем, что в модели HSRA температура на заданной глубине несколько ниже, чем в HM. По той же причине все другие линии при вычислениях на основе HSRA оказываются более глубокими (содержание соответствующих элементов для них фиксировано).

Как будет показано ниже, найденные значения lg ε (Hg) = 2,8 ÷ 2,9 являются существенно завышенными, и реальное содержание ртути на Солнце должно быть по крайней мере на порядок меньше. Но тогда линия Hg I λ5460,74 становится столь слабой, что не может объяснить наблюдаемую депрессию на рис. 1. Отсюда можно сделать вывод, что эта депрессия обусловлена не ртутью, а линиями других атомов или молекул.

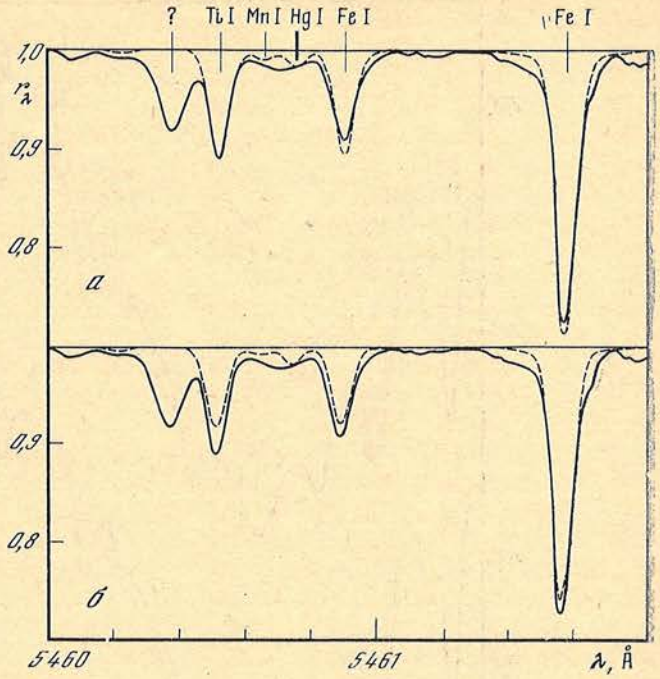
На рис. 2 представлены наблюдаемый и синтетический спектры в интервале 4357,7—4359,0 Å, содержащем линию Hg I λ4358,34. Последняя попадает в крыло сильной линии Fe I λ4358,51, и здесь действительно наблюдается очень слабая депрессия. Как уже отмечалось, оценив эквивалентную ширину этой депрессии, Гревесс [3] нашел, что ей соответствует содержание ртути lg ε (Hg) = 2,1. Наши расчеты синтетических спектров показывают, что согласие с наблюдаемым спектром достигается при lg ε (Hg) = 2,0, если использовать модель HM, и при lg ε (Hg) = 1,8, если брать модель HSRA. Эти значения существенно меньше, чем найденные по предыдущей линии ртути (2,8—2,9). Расхождение нельзя объяснить случайными ошибками в силах осцилля-

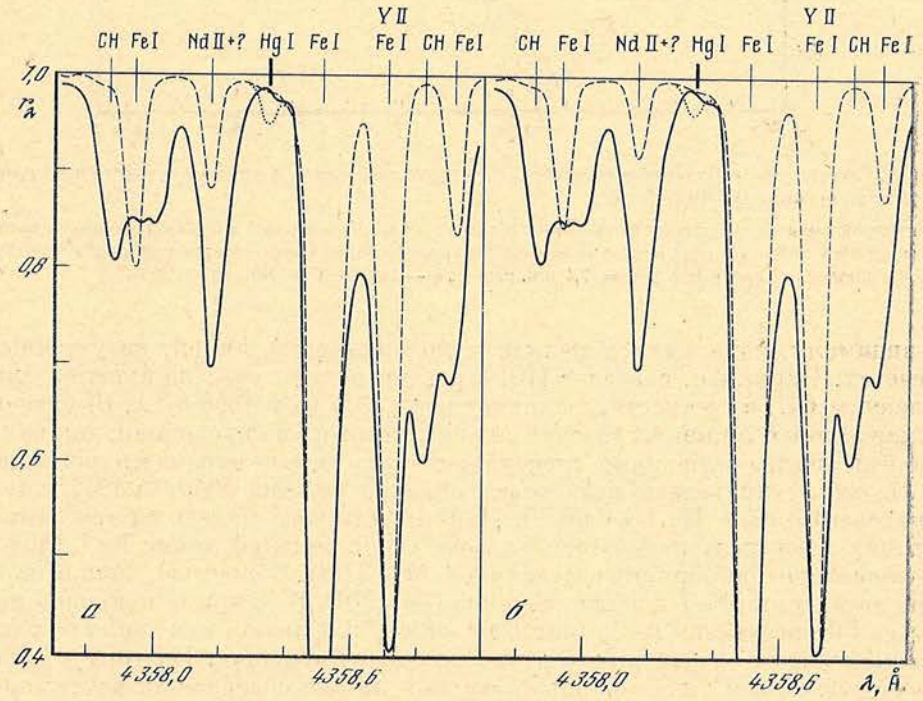
Рис. 1. Сравнение наблюдаемого спектра (сплошная линия) с синтетическим (штриховая) в интервале 5460,0—5461,8 Å

Расчеты выполнены для двух моделей солнечной атмосферы: *а* — HSRA [25], lg ε (Hg) = 2,8; *б* — HM [26], lg ε (Hg) = 2,9. Указаны положения наиболее сильных линий (см. табл. 2)

Рис. 2. Сравнение наблюдаемого спектра (сплошная линия) с синтетическим (штриховая) в интервале 4357,7—4359,0 Å

Пунктирной линией показан профиль линии Hg I λ4358,34, вычисленный при повышенном содержании ртути lg ε (Hg) = = 2,9;
а — HSRA, lg ε (Hg) = 1,8;
б — HM, lg ε (Hg) = 2,0





торов f; из табл. 1 видно, что разброс в значениях f для каждой из линий λ5460,74 и λ4358,34 может привести к неопределенности в lg ε (Hg) не более чем на величину ±0,1. Если на рис. 2 принять lg ε (Hg) = 2,9, тогда синтетический спектр (пунктирная линия) показывает заметную линию Hg I λ4358,34, которая не наблюдается в реальном спектре. Отсюда можно сделать вывод, что оценка lg ε (Hg) = 2,8 ÷ 2,9, полученная по линии λ5460,74, является, скорее всего, завышенной, а наблюдаемая в окрестности λ5460,74 депрессия не принадлежит ртути.

Из рис. 2 видно, что расчеты синтетического спектра в интервале 4357,7—4359,0 Å не полностью воспроизводят наблюдения. Имеющиеся расхождения,

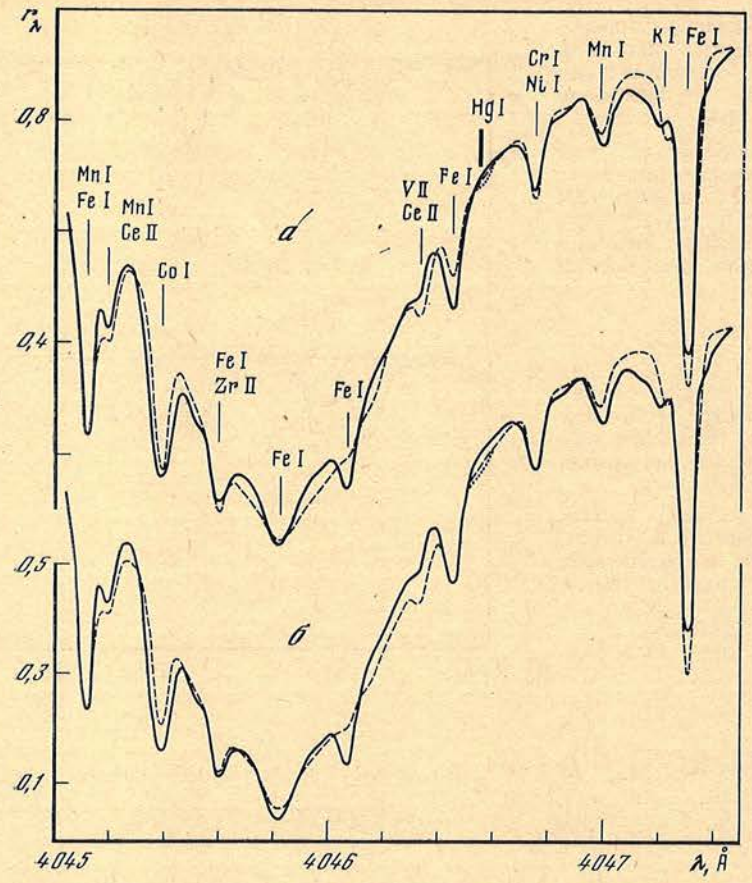


Рис. 3. Сравнение наблюдаемого спектра (сплошная линия) с синтетическим (штриховая) в интервале 4045,0—4047,5 Å

Пунктирной линией показан профиль линии Hg I λ4046,56, вычисленный при повышенном содержании ртути lg ε(Hg) = 2,9. При расчетах с моделью HSRA вместо нормального содержания железа lg ε (Fe) = = 7,6 пришлось принять lg ε (Fe) = 7,4 (см. текст); *а* — HSRA, *б* — HM, lg ε (Hg) = 2,4

по-видимому, объясняются наличием молекулярных линий, не учтенных в расчетах. Например, согласно [15] в рассмотренном участке имеются линии молекулы CH, в частности, на длинах волн 4357,87 и 4358,82 Å. Вычисления молекулярных линий достаточно сложны, и мы их не проводили, так как детальный анализ выбранных спектральных участков не входил в нашу задачу.

На рис. 3 приведены результаты анализа участка 4045,0—4047,5 Å, содержащего линию Hg I λ4046,56. Данный интервал интересен тем, что вся картина здесь разворачивается на фоне очень сильной линии Fe I λ4045,82 (ее эквивалентная ширина составляет 1,17 Å [15]). К счастью, сила осциллятора этой линии Fe I хорошо известна (см. [20]). В ее крыле и должна находиться интересующая нас линия Hg I λ4046,56. Однако, как видно из рис. 3, никаких явных следов линии ртути не обнаруживается. Поэтому в данном случае мы можем указать только верхний предел содержания ртути; он составляет lg ε (Hg) $\lesssim$ 2,4 для обеих моделей солнечной атмосферы, HSRA и HM.

Если принять завышенное значение lg ε (Hg) = 2,9, найденное по первому участку, тогда в синтетическом спектре на месте λ4046,56 появляется слабая депрессия (пунктирная линия на рис. 3) шириной более 60 мÅ, что на порядок превышает разрешение спектрограмм в атласе [13]. Интересно, что этой депрессии соответствует эквивалентная ширина $W_\lambda \approx 0{,}4$ мÅ; как уже отмечалось, именно такое значение W_λ нашел Гревесс [3] для слабой депрессии, наблюдаемой в области линии Hg I λ4358,34. Иначе говоря, деталь с таким W_λ вполне обнаружима, и, поскольку в наблюдаемом спектре на мес-

те λ4046,56 никаких следов депрессии не видно, это еще раз подтверждает, что значение lg ε (Hg) = 2,9 является завышенным.

Как уже отмечалось, ход температуры T в моделях солнечной атмосферы HM и HSRA несколько различен. В модели HSRA значения T на заданной глубине на 100—200 К ниже, чем в модели HM. Поэтому при фиксированном содержании железа $\lg \varepsilon_{\odot}$ (Fe) = 7,60 крылья линии Fe I λ4045,82 при переходе от HM к HSRA заметно понижаются и уже не согласуются с наблюдаемым профилем этой сильной линии. Чтобы привести синтетический спектр в соответствие с наблюдениями, нам пришлось в данном случае (т. е. для модели HSRA) понизить содержание железа до 7,40. Во всех остальных случаях мы использовали значение $\lg \varepsilon_{\odot}$ (Fe) = 7,60. Этот пример служит хорошей иллюстрацией того, как от выбора той или иной модели солнечной атмосферы зависит точность определения химического состава Солнца.

5. Обсуждение результатов

В табл. 3 собраны результаты анализа всех трех линий ртути. Оценка lg ε (Hg), полученная по линии λ5460,74, явно завышена, так как две другие линии указывают на более низкое содержание ртути, в особенности λ4358,34. По-видимому, слабая депрессия в наблюдаемом спектре вблизи λ5460,74 не принадлежит Hg I.

По линии λ4046,56 мы смогли указать лишь верхнюю границу содержания lg ε (Hg)$\leqslant$2,4, так как в наблюдаемом спектре следов этой линии не обнаружено.

Самое низкое содержание ртути найдено по линии λ4358,34. Однако и его приходится рассматривать лишь как верхний предел, так как согласно [3] очень слабая депрессия в этом месте солнечного спектра может быть обусловлена не ртутью, а молекулярным ионом SiH^+ (см. также [30]).

Таблица 3

Результаты определения содержания ртути

Линия	lg ε (Hg)	
	HM	HSRA
5460,74	2,9	2,8
4358,34	2,0	1,8
4046,56	$\leqslant$2,4	$\leqslant$2,4

Итак, все три линии в табл. 3 дают лишь верхнюю границу содержания ртути в атмосфере Солнца. Исходя из наименьшей оценки lg ε (Hg) по линии λ4358,34 и усредняя величины, полученные по моделям HM и HSRA, мы приходим к следующему окончательному результату:

$$\lg \varepsilon_{\odot} (\mathrm{Hg}) \leqslant 1{,}9.$$

Эта оценка содержания ртути на Солнце согласуется со значениями lg ε (Hg) = 1,0 ÷ 1,3, найденными для метеоритов (см. [1]).

Октябрь 1985 г.

Литература

1. *Ross J. E., Aller L. H.*— Science, 1976, vol. 191, p. 1223—1229.
2. *Hauge ø., Engvold O.*— Inst. theor. astrophys. Blindern-Oslo Rep., 1977, N 49, p. 1—23.
3. *Grevesse N.*— Geochim. and Cosmochim. Acta, 1970, vol. 34, p. 1129—1130.
4. *Moore C. E.*— Contrib. Princeton Univ. obs., 1945, N 20, p. 1—96.
5. *Corliss C. H., Bozman W. R.*— Nat. Bureau Stand. Monograph, 1962, N 53, p. 1—562.
6. *Пенкин Н. П.*— J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1964, vol. 4, p. 41—94.
7. *Груздев П. Ф.*— Оптика и спектроскопия, 1967, т. 22, с. 169—173.
8. *Warner B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1968, vol. 140, p. 53—59.
9. *Lambert D. L., Mallia E. A., Warner B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1969, vol. 142, p. 71—95.
10. *Mosburg E. R., Wilke M. D.*— J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1978, vol. 19, p. 69—81.
11. *Dworetsky M. M.*— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 84, p. 350—353.
12. *Любимков Л. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 3—14.
13. *Delbouille L., Neven L., Roland G.* Photometric atlas of the solar spectrum from λ3000 to λ10000. Inst. Astrophys. Univ. Liege, Belgium, 1973.

14. *Kurucz R. L.*, *Peytremann E.*— Smiths. Astrophys. obs. Spec. Rep., 1975, N 362, p. 401—800.
15. *Moore C.*, *Minnaert M. G. J.*, *Houtgast J.*— Nat. Bureau Stand. Monograph, 1966, N 61, p. 1—349.
16. *Booth A. J.*, *Blackwell D. E.*, *Petford A. D.*, *Shallis M. J.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1984, vol. 208, p. 147—159.
17. *Gurtovenko E. A.*, *Kostik R. I.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1982, vol. 47, p. 193—197.
18. *Heise H.*— Astron. and Astrophys., 1974, vol. 34, p. 275—278.
19. *Бояршук А. А.*, *Бояршук М. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 63, с. 66—85.
20. *Бояршук А. А.*, *Саванов И. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 70, с. 57—128.
21. *Hannaford P.*, *Lowe R. M.*, *Grevesse N.*, *Biemont E.*— Astrophys. J., 1982, vol. 261, p. 736—746.
22. *Pirronello V.*, *Strazzulla G.*— Astrophys. Space Sci., 1980, vol. 72, p. 55—59.
23. *Roberts J. R.*, *Andersen T.*, *Sørensen G.*— Astrophys. J., 1973, vol. 181, p. 587—604.
24. *Wiese W. L.*, *Smith M. W.*, *Miles B. M.*— Nat. Stand. Ref. Data Ser., Nat. Bureau Stand., 1969, NSRDS—NBS 22, p. 1—268.
25. *Gingerich O.*, *Noyes R. W.*, *Kalkofen W.*, *Cuny Y.*— Solar Phys., 1971, vol. 18, p. 347—365.
26. *Holweger H.*, *Müller E. A.*— Solar Phys., 1974, vol. 39, p. 19—30.
27. *Kostik R. I.*— Solar Phys., 1982, vol. 78, p. 39—57.
28. *Шеминова В. А.*— Астрометрия и астрофизика, 1982, № 47, с. 42—48.
29. *Irwin A. W.*— Astrophys. J. Suppl., 1981, vol. 45, p. 621—633.
30. *Grevesse N.*, *Sauval A. J.*— Astron. and Astrophys., 1970, vol. 9, p. 232—238.

УДК 523.94/945

ФОТОСФЕРНЫЕ ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА H_α-ХРОМОСФЕРЫ В РАЗВИВАЮЩЕЙСЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СД № 135

Л. Г. Карташова, И. Е. Кожеватов, Е. Х. Куликова, М. Б. Огирь, Н. Н. Степанян

В результате изучения развивающейся активной области СД № 135 (июнь 1984 г.) по H_α-фильмам и картам фотосферных лучевых скоростей были получены следующие результаты.

1. Для распределения лучевых скоростей характерно наличие обширной области опускания фотосферного вещества, охватывающей в первый день наблюдения участок наиболее сильных магнитных полей. В последующие дни опускание распространяется на периферийные области с более слабым полем.

2. Граница зоны опускания всегда совпадает с контуром хромосферных волоконец, примыкающих к центральному флоккулу.

3. Увеличение потока и скорости опускания (и, возможно, уменьшения скорости подъема) газа в фотосфере сопровождается увеличением поперечного размера волоконец тонкой структуры хромосферы над этим местом.

4. Уменьшение потока и скорости опускания сопровождается уменьшением поперечного размера волоконец.

5. Поперечный размер волоконец в среднем изменяется в $1{,}83 \pm 0{,}03$ раза, что может свидетельствовать или о раздвоении, или о слиянии волоконец.

6. Предполагается, что при усилении опускания (и возможном уменьшении подъема) газа ослабляется горячий компонент систем волоконец, а при уменьшении опускания вещества он усиливается. В первом случае наблюдается слияние, а во втором — раздвоение волоконец. Другая возможность объяснения слияния волоконец: усиление опускания вещества сопровождает рост магнитного поля, что приводит к слиянию мелких магнитных трубок.

7. Скорости в фотосфере под центральной частью волокна, возникшего в исследуемой области, были направлены вверх.

THE LINE-OF-SIGHT PHOTOSPHERIC VELOCITIES AND H_α CHROMOSPHERIC FINE STRUCTURE IN THE ACTIVE REGION SD N 135, by *L. G. Kartashova*,

I. E. Cozhevatov, E. Kh. Kulicova, M. B. Ogir, N. N. Stepanyan.— H_α-films and line-of-sight photospheric velocity maps registered by integral spectrometer for the developing active region SD N 135 (June, 1984) were investigated.

The following results are obtained.

1. The presence of the extensive region of descending photospheric matter is the characteristic feature of the line-of-sight velocity field. This region bounded the area with the strongest magnetic fields on the first day of observation. On the following days the descent was being spread on the peripheric regions with the weak magnetic field.

2. The boundary of descending zone would coincide with the contour of chromospheric fibrils adjoining to the central flocculus.

3. The increase of flux and velocity of descending photospheric gas is accompanied by the enlargement of fibril diameter above the place under study.

4. The decrease of flux and velocity of descending gas is accompanied by the diminishing of fibril diameter.

5. The fibril diameter is changed in average by $1{,}83 \pm 0{,}03$ times, that can testify to bifurcation of fibrils and their restoring.

6. It is supposed that during the increase of descending gas (and possibly the decrease of gas ascent) the hot component of fibril systems is weakened. When the descending gas decreases this component is being strengthened. The first case corresponds to fibril coupling and the second case — to fibril bifurcation.

Another possibility to explain the fibril coupling is that the increase of descending gas accompanies the growth of the magnetic field that leads to the coupling of small magnetic tubes.

7. The photospheric velocities under the central part of the filament arising in investigated region are directed upward.

В июне 1984 г. проводилась кооперативная международная программа в рамках КАПГ «Крупномасштабные поля и рождение активных областей». В результате двух недель наблюдений на 12 обсерваториях получен разносторонний материал, позволивший детально исследовать активную область СД № 135 ($L = 315°$, $\varphi = -17°$, момент прохождения через центральный меридиан 23,8 июня). Эта активная область возникла на Солнце 21.06 1984 г., группа пятен в ней быстро развивалась, 29.06 она зашла за лимб. Вид группы пятен в разные дни показан на рис. 1. Своего максимального развития и наибольшей активности группа достигла 25.06.

Целью выполненного нами исследования является выяснение характера

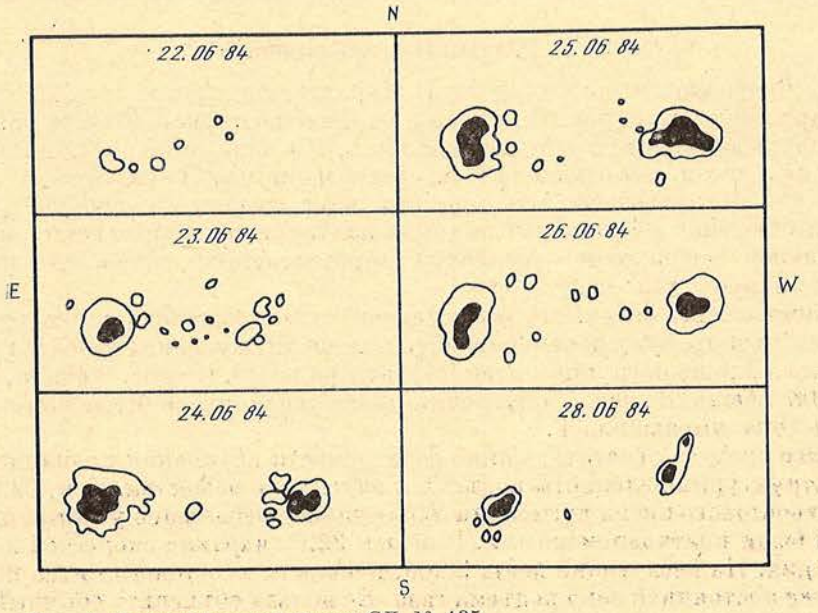


Рис. 1. Эскизы группы пятен СД № 135

связи движения вещества в активной области на уровне фотосферы с явлениями в хромосфере. Ниже представлены результаты наших наблюдений активной области СД № 135, 22,23 и 25.06.

1. Методика наблюдений

В Крымской астрофизической обсерватории проводились два вида наблюдений активной области — кинематографирование хромосферы в свете линии H_α и регистрация лучевых скоростей с интегральным спектрометром. H_α-наблюдения осуществлялись на коронографе КГ-1 с ИПФ «Halle», с полосой пропускания 0,5 Å.

Диаметр изображения Солнца при наблюдениях 22.06 был равен 12 см, а 23 и 25.06 — 5 см. Частота съемки 8 или 4 кадр/мин в зависимости от скорости развития явлений в хромосфере Солнца.

Наблюдения с интегральным спектрометром проводились на телескопе БСТ-2. Описание спектрометра дано в [1]. Прибор позволяет измерять сдвиг центра тяжести спектральных линий, т. е. лучевую скорость. Среднеквадратичная ошибка измерения скоростей 30 $мс^{-1}$. Наблюдения велись в линии Fe I λ5576 Å, для которой фактор Ланде равен нулю. Лучевые скорости регистрировались на самописце КСП-4. Диаметр изображения Солнца равен 20 см, высота щели 4″. В результате сканирования изображения Солнца щелью спектрографа получались последовательные сканы вдоль суточной параллели, смещенные по δ. Результаты этих наблюдений представлены в виде карт лучевых скоростей. Для всего периода наших наблюдений было обработано 27 карт: 11 для 22.06, 10 для 23.06 и 6 для 25.06. Размеры карт для трех дней наших наблюдений составляли 220 × 80″, 500 × 60″ и 450 × 60″, а время получения каждой карты равно 10, 15 и 15 мин соответственно.

В таблице для каждого дня приведены интервалы наблюдений в линии H_α (второй столбец), а также интервалы совместных наблюдений в H_α и с интегральным спектрометром (третий столбец). Время всюду мировое (UT).

Дата	Интервал наблюдений в линии H_α	Интервалы перекрытия наблюдений в линии H_α и скоростей
22.06	$06^h00^m–09^h09^m$; $10^h40^m–14^h07^m$	$06^h00^m–07^h30^m$; $12^h20^m–13^h00^m$; $15^h35^m–14^h20^m$
23.06	06 10–09 29; 10 52–14 21	07 10–08 00; 08 50–09 25; 12 10–12 50
25.06	05 23–09 02; 11 07–12 30	08 25–09 00; 11 05–11 20

2. Результаты наблюдений

2.1. Особенности поля скоростей. Характерной чертой всех 27 полученных карт лучевых скоростей является наличие обширной области опускания газа, покрывающей всю активную область. Преобладание опускания на стадии появления пятен отмечалось и ранее, например, Гопасюком [2].

На рис. 2 приведены три примера карт лучевых скоростей для трех дней наблюдений. Сплошные линии — изолинии положительных скоростей (опускание), штриховые — изолинии отрицательных скоростей (подъем). Изолинии проведены через 100/с.

Границы зоны опускания фотосферного газа расширялись со временем. На рис. 3 показан ход изменения общей площади опускания газа (S_0). Там же приведена площадь группы пятен (S_p), взятая из [3]. Из рис. 3 видно, что с 22 по 25.06 общая площадь опускания газа увеличилась более чем в 2 раза, а затем она уменьшилась.

Далее следует отметить, что на фоне области опускания появились более тонкоструктурные элементы подъема и опускания вещества. Так, 22.06 в области хвостового пятна временами наблюдались небольшие участки подъема, но они были кратковременными. В общем 22.06 картина скоростей довольно однородна. На следующий день, 23.06, в области хвостового пятна наблюдалась уже постоянная зона подъема газа. Ее нельзя объяснить обычными эвершедовскими движениями, так как в это время группа находилась на цент-

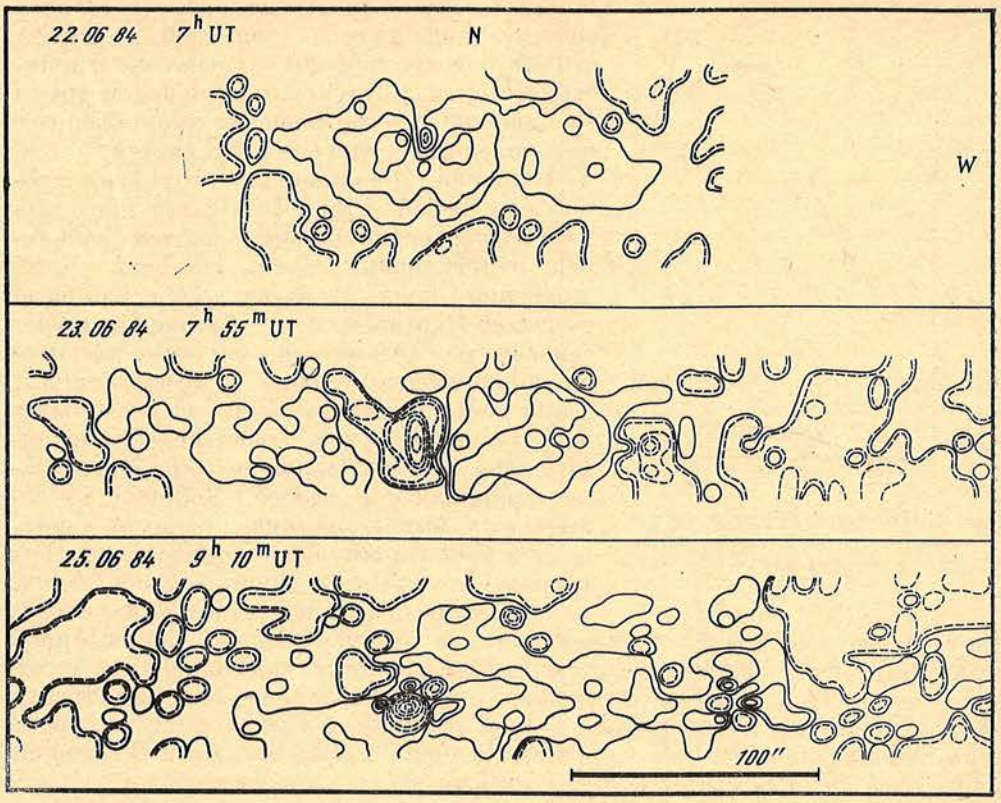


Рис. 2. Карты лучевых скоростей

ральном меридиане. В области головного пятна подъем также имел место, но с меньшими скоростями, чем в хвостовом пятне, и на меньшей площади. 25.06 устойчивые зоны подъема присутствовали как в головном, так и в хвостовом пятнах.

С развитием группы структура скоростей усложнялась. На фоне общего опускания появляется все больше отдельных элементов с повышенными скоростями опускания и подъема. В большинстве случаев они совпадают с порами или холмами поля на магнитограммах. На рис. 4 показано среднее по всем картам положение границы зоны опускания газа относительно магнитного поля для каждого из трех дней. Карты магнитного поля были любезно предоставлены нам сотрудником обсерватории Китт-Пик Ливингстоном. Светлые области соответствуют N-полю, а темные S-полю. Из рис. 4 видно, что 22.06 область опускания совпадает с областью усиленного поля обеих полярностей, а 23 и 25.06 опускание охватывает также и участки слабых полей. 25.06, во вторую половину дня, область опускания несколько уменьшилась за счет смещения восточной ее границы на запад (штриховая линия).

2.2. Связь тонкой структуры хромосферы с лучевыми скоростями. Наложение карт лучевых скоростей на H_α-фотографии для каждого из дней показало, что границы зоны опускания газа всегда проходят по первому контуру хромосферных волоконец, т. е. по волоконцам, примыкающим к центральному флоккулу. Так, на рис. 5 показано положение средней для трех последовательных карт границы зоны опускания относительно структуры хромосферы в данной активной области для 22.06. Для большинства участков эта граница перпендикулярна хромосферным волоконцам, за исключением зоны неустойчивости лучевых скоростей (на рис. 5 в этом месте линия не проведена). 23 и 25.06 восточная граница области опускания переместилась к востоку в связи с появлением здесь двух новых флоккулов. И в эти дни граница области опускающегося газа проходила по первому контуру хромосферных волоконец.

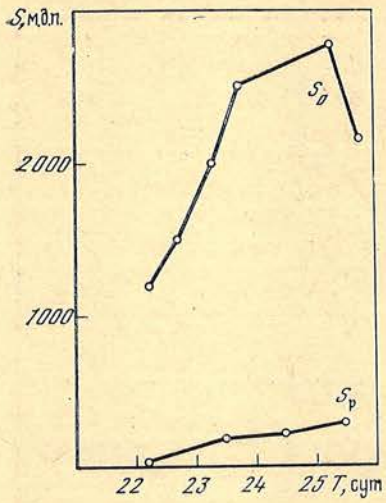


Рис. 3. Изменение общей площади опускания (S_0) и площади группы (S_p) со временем

Далее было проведено более детальное сопоставление лучевых скоростей с тонкой структурой хромосферы. В качестве характеристики этой структуры были рассмотрены средние поперечные размеры хромосферных волоконец для отдельных их систем.

Согласно [4] волоконная структура хромосферы любой активной области представляет собой совокупность цепочек волоконец, направленных вдоль силовых линий магнитного поля. В то же время, как было показано Карташовой [5], волоконца имеют тенденцию объединяться в системы, расположенные перпендикулярно силовым линиям. Такие системы состоят обычно из нескольких чередующихся между собой светлых и темных параллельных волоконец приблизительно одинаковых размеров. Волоконца в системах примыкают одними или двумя концами к узлам флоккулов, расположенных на границах усиленной хромосферной сетки, или к пятнам. Каждая отдельная система фактически совпадает по положению с одной ячейкой хромосферной сетки. Карташовой [6] было также показано, что структура волоконец существенно меняется в связи со вспышками и мелкими поярчаниями в активной области, а именно, поперечный размер волоконец уменьшается во время вспышки и увеличивается после нее в среднем в 1,86 ± 0,02 раза. В такой же пропорции сначала растет, а затем убывает число этих элементов в системе. Это объяснялось раздвоением и слиянием волоконец за счет их преобразования из однокомпонентных структур в двухкомпонентные и наоборот.

Как и в [6], мы определяли средний поперечный размер темных и светлых волоконец соотношением $r = l/(n-1)$, где l — поперечный размер системы, т. е. расстояние между серединами крайних волоконец системы, а n — число светлых и темных волоконец в ней. В изучаемой активной области можно было выделить довольно много четких и стабильных систем волоконец. Для изучения брались те из них, для которых измерялись лучевые скорости.

Всего за 22.06 было исследовано 14 систем, за 23.06—19, за 25.06 — 13. На рис. 6 приведен эскиз активной области в свете линии H_α для 22.06, где границы изучаемых систем волоконец обведены овалами. Для каждой системы волоконец определялся средний поперечный размер волоконец r с временным разрешением от 1 до 5—10 мин. Измерения приводились только по кадрам с хорошим и отличным качеством изображения, что составило около 100 кадров для каждого дня. Среднеквадратическая ошибка величины r примерно равна ±220 км.

Далее для каждой системы по всей ее площади и на всех картах определялись потоки подъема и опускания вещества $F = \sum_k S_k \overline{V}$, где S_k — площадь между изолиниями V_k и V_{k+1}, а $\overline{V} = (V_k + V_{k+1})/2$. Кроме F, для каждой системы были определены средние скорости опускания и подъема V_0 и $V_п$, $V_0 = F_0/S_0$ и $V_п = F_п/S_п$, где F_0 и $F_п$ — потоки опускания и подъема вещества в системе, а S_0 и $S_п$ — площади опускания и подъема в той же системе.

Качественное рассмотрение изменения со временем величины r показало, что наблюдаются значимые изменения поперечного размера волоконец в каждой из систем. При этом r изменяется в пределах от 1000 до 4000 км. В лучевых скоростях и потоках также наблюдаются колебания. Особенно ярко это видно для скоростей и потоков опускания газа. Сопоставление кривых изменения величин r и V_0, F_0 со временем во многих случаях обнаруживает одинаковый ход. В качестве примера сопоставления результатов изменений r и F_0 на рис. 7, *а*, *б* показаны кривые изменений r и F_0 для двух систем волоконец 22.06.1984 г. в течение 1,5 ч.

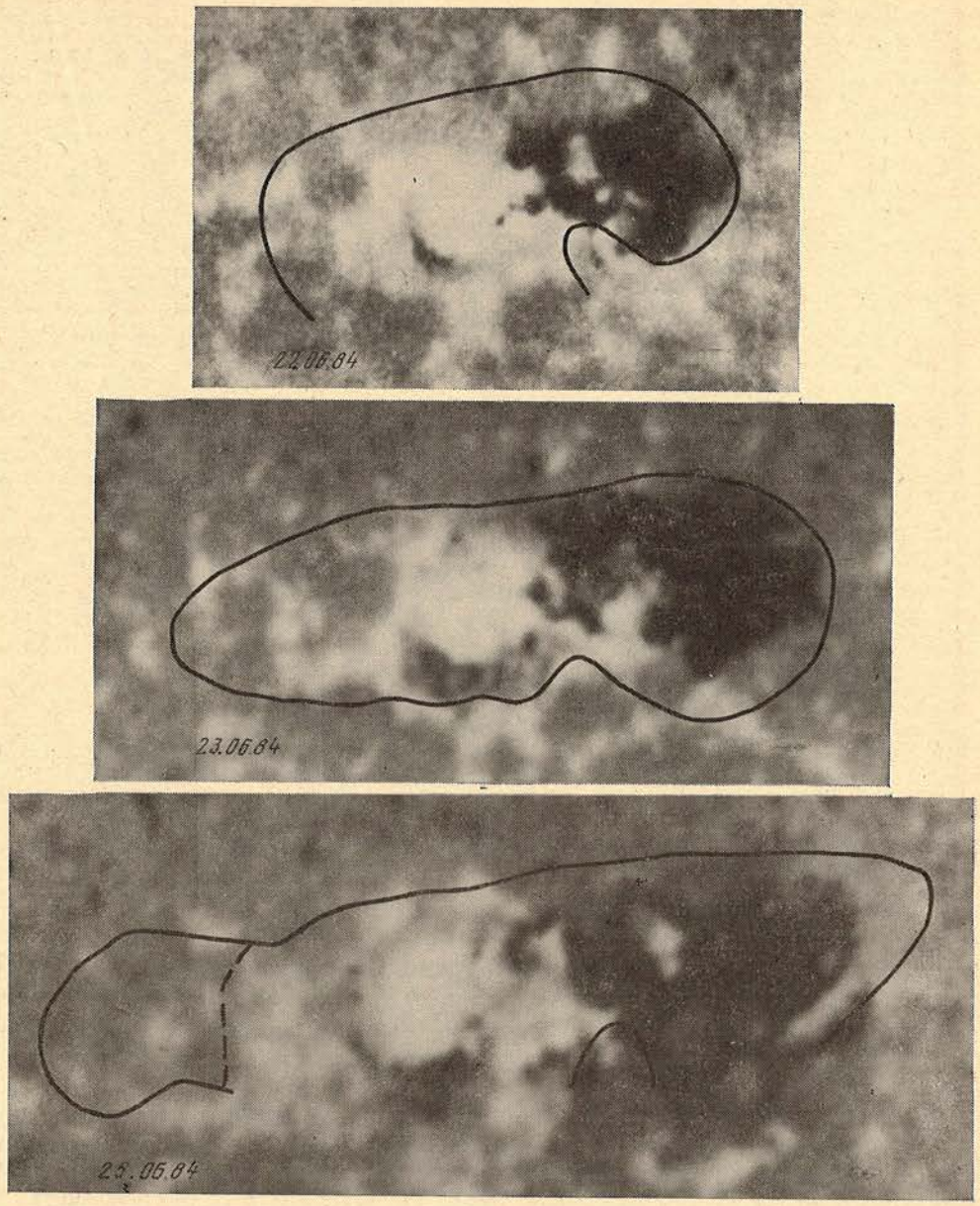


Рис. 4. Расположение границы зоны опускания относительно магнитного поля (сплошная линия)

Количественное сравнение кривых r и F, V проводилось следующим образом. На кривых r брались экстремальные значения r_{max} и r_{min} (60 случаев). Для этих же моментов по кривым F и V брались соответствующие значения F и V. Затем для каждых двух последовательных экстремумов определялись величины K_r и K_V, K_F:

$$K_r = \frac{r_2 - r_1}{(r_2 + r_1)/2}; \qquad K_V = \frac{V_2 - V_1}{(V_2 + V_1)/2}; \qquad K_F = \frac{F_2 - F_1}{(F_2 + F_1)/2},$$

где индексы 1 и 2 относятся к последовательным экстремумам.

На рис. 8 показаны результаты таких определений для r и V_0. По оси ординат отложены K_r, а по оси абсцисс — соответствующие им значения K_{V_0}. Как видно из этого рисунка, практически все точки расположены в первом и третьем квадрантах. Это означает, что r и V_0 изменяются синхронно. Оп-

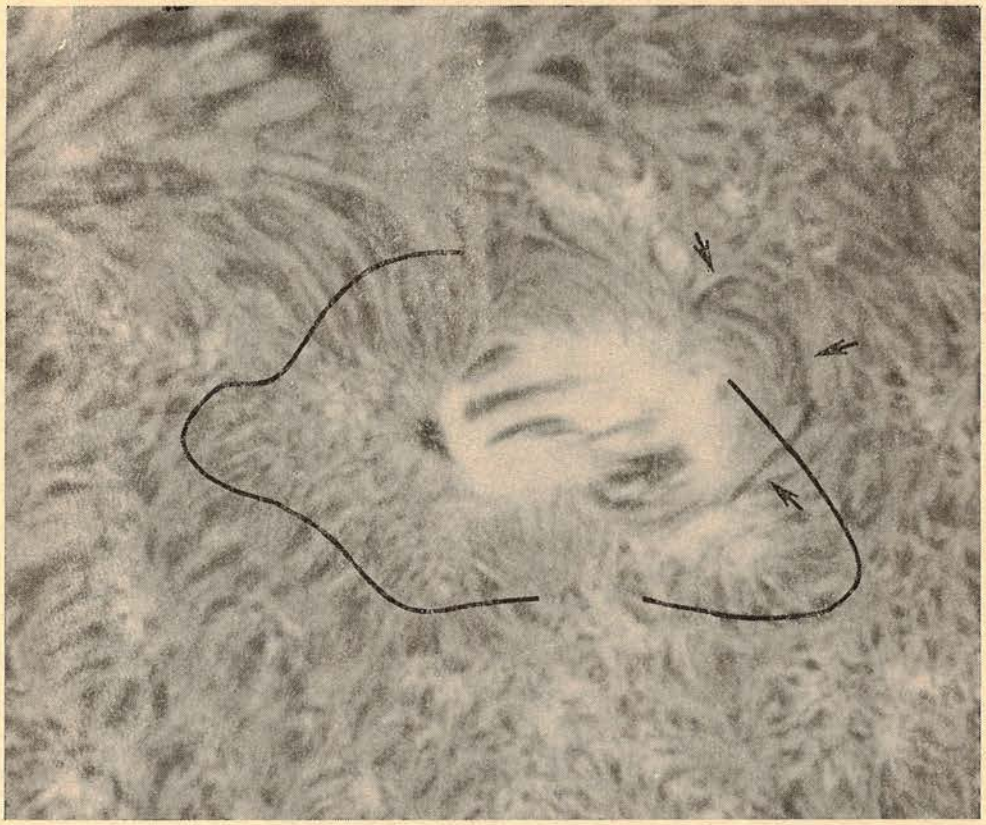


Рис. 5. Расположение границы зоны опускания (сплошная линия) относительно структуры хромосферы 22.06 1984 г.

Стрелками указано зарождающееся волокно

ределенный по этим измерениям коэффициент корреляции равен $R = 0{,}85$, а при сопоставлении K_r и K_{F_0} $R = 0{,}80$. Результат можно сформулировать следующим образом: росту поперечных размеров волоконец r соответствует увеличение потока и скорости опускающегося вещества F_0, а уменьшению r соответствует уменьшение этих величин.

Для поднимающегося газа результат менее уверенный из-за малого количества материала. Но тем не менее можно сказать, что с увеличением размера волоконец скорости подъема не увеличиваются (из обнаруженных 30 случаев роста r в 11 случаях имело место уменьшение, в 15 — постоянство и лишь в 4 случаях — увеличение скорости подъема).

Затем были определены отношения значений r в соседних экстремумах. Для тех же экстремумов определялись скорости V_0. Сопоставлялись отношения r_{max}/r_{min} и соответствующие им отношения $V_{0\,max}/V_{0\,min}$. Результат представлен на рис. 9, *а*, *б*. Рис. 9, *а* относится к росту обеих величин, а рис. 9, *б* — к спаду. Разброс точек на графиках невелик. Среднее значение r_{max}/r_{min} равно $1{,}83 \pm 0{,}03$. Скорости колеблются около той же величины. Близкое к двойке значение отношения r_{max}/r_{min} может быть вызвано, как это и считалось ранее [6], раздвоением и восстановлением как целого всех или части волоконец в каждой системе.

На основании всего сказанного о характере изменения потока и скорости опускания и скорости подъема газа, а также вывода о возможном раздвоении и слиянии волоконец можно предположить, что: 1) при усилении опускания (и возможном уменьшении подъема газа) ослабляется горячий компонент систем волоконец; 2) при уменьшении опускания он усиливается. Первый случай соответствует слиянию, а второй — раздвоению волоконец. Другая возможность объяснения слияния волоконец — это то, что усиление опускания

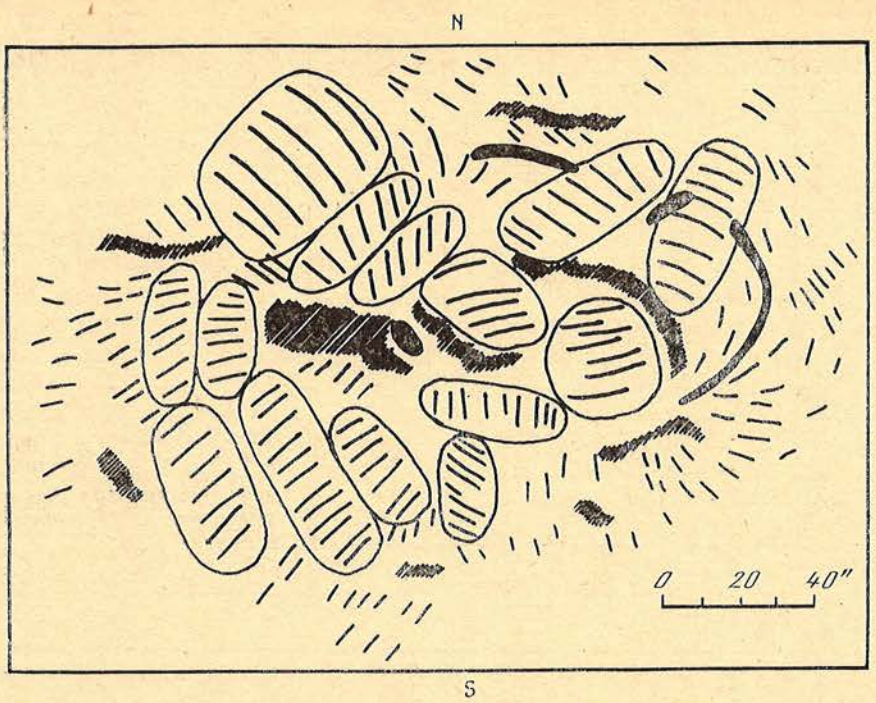


Рис. 6. Эскиз активной области в линии Hα 22.06 1984 г.

Пятно и волокно зачернены. Флоккулы нанесены мелкой штриховкой, темные волоконца — сплошными отрезками

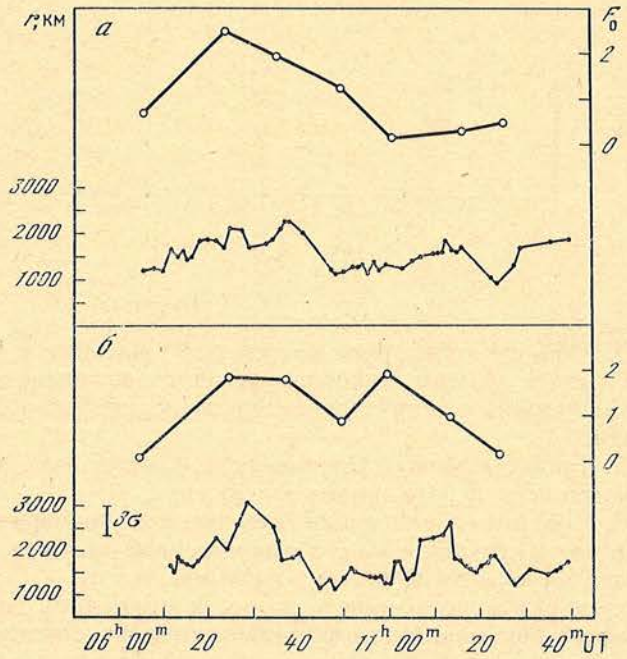


Рис. 7. Изменение r (точки) и F_0 (кружки) для двух систем волоконец 22.06 1984 г.

вещества сопровождает рост магнитного поля, который приводит к слиянию мелких магнитных трубок.

Остановимся также на характерных особенностях поля скоростей на участке волокна, возникшего в западной части исследуемой нами области. На рис. 5 оно видно в начальной стадии своего развития (см. стрелки). Это волокно образовалось в области подъема фотосферного вещества на месте существовавшей ранее цепочки волоконец. В течение всего периода наших наблюдений центральная часть волокна приходилась на устойчивую область подъема вещества, южному его концу соответствовала зона опускания, а в районе северного конца знак скорости менялся.

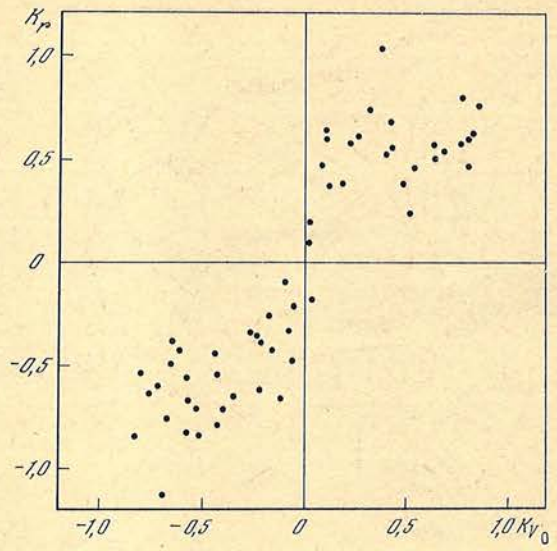


Рис. 8. Связь K_r и K_{V_0}

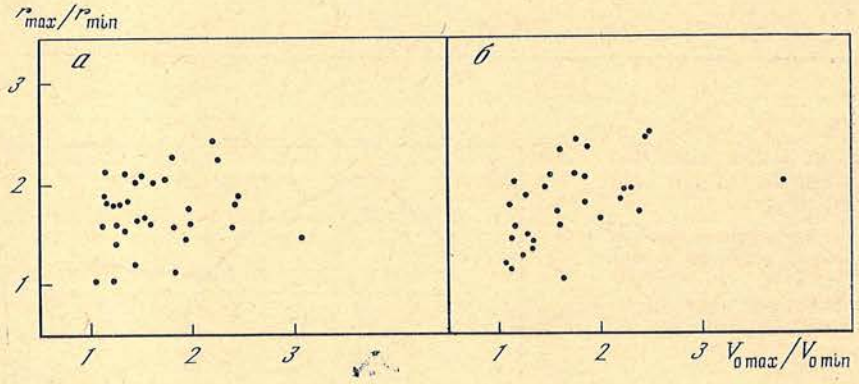


Рис. 9. Связь r_{max}/r_{min} с $V_{0\,max}/V_{0\,min}$ для случаев увеличения (*а*) и уменьшения (*б*) обеих величин

3. Выводы

1. Область опускания фотосферной материи в первый день наблюдения охватывает районы наиболее сильного магнитного поля. В последующие дни опускание распространяется на периферийные области с более слабым полем.

2. Граница зоны опускания всегда совпадает с контуром волоконец, примыкающих к центральному флоккулу.

3. Сравнение изменений поперечных размеров волоконец в различных участках активной области с изменением потоков опускания, а также скоростей опускания и подъема газа показало:

а) увеличение потока и скорости опускания (и, возможно, уменьшение скорости подъема) газа в фотосфере сопровождается увеличением поперечного размера волоконец тонкой структуры хромосферы над этим местом;

б) уменьшение потока и скорости опускания сопровождается уменьшением поперечного размера волоконец;

в) изменение поперечного размера волоконец происходит в среднем в $1{,}83 \pm 0{,}03$ раза, что может свидетельствовать о раздвоении и слиянии волоконец.

4. На основании сопоставления скоростей фотосферного вещества с размерами хромосферных волоконец можно предположить, что при усилении опускания (и возможном уменьшении подъема) газа ослабляется горячий компонент систем волоконец, а при уменьшении опускания вещества он усиливается. В первом случае наблюдается слияние, а во втором — раздвоение волоконец.

Другая возможность объяснения слияния волоконец: усиление опускания вещества сопровождает рост магнитного поля, что приводит к слиянию мелких магнитных трубок.

5. Волокно, возникшее в исследуемой активной области, образовалось в зоне подъема фотосферного вещества на месте существовавшей ранее цепочки волоконец. Скорости в фотосфере под центральной частью волокна были направлены вверх, а на южном его конце вниз. В области северного конца волокна знак скорости менялся со временем.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Дидковский Л. В., Кожеватов И. Е., Степанян Н. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 142—158.
2. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 37, с. 29—43.
3. Солнечные данные, 1984, № 6.
4. *Степанов В. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1958, т. 20, с. 52—67.
5. *Карташова Л. Г.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 68—79.
6. *Карташова Л. Г.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 101—112.

УДК 520.34+523.0—1/—8

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЯРКОСТИ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА

Л. В. Дидковский, В. А. Котов

Для регистрации относительных (центр—край) флуктуаций яркости фотосферы, обусловленных глобальными осцилляциями Солнца, применена фотодиодная матрица, на которой с помощью камеры-обскуры строится дифракционное изображение Солнца ($\lambda = 0{,}82$ мкм). Наблюдения выполнены в 1983—1984 гг. в течение 86 дней (448 ч).

Данные измерений анализировались в диапазоне частот от 55 до 165 мкГц (периоды 100—300 мин). Полученные спектры мощности существенно отличаются от сезона к сезону, что обусловлено, по-видимому: а) изменением «наблюдательных окон» (эффект скважности), б) влиянием дневных трендов инструментального и атмосферного происхождения, в) возможным изменением спектра мощности самих солнечных осцилляций. Вследствие сложного характера спектров, где большое число пиков превышает уровень 3σ, идентификация пиков и уверенное сопоставление со спектрами мощности, полученными ранее на основе доплеровских измерений, оказываются весьма трудными.

Вместе с тем, однако, наши данные показывают присутствие осцилляции с известным периодом 160 мин. Средняя амплитуда этой моды колебаний составляет $\sim 5\cdot10^{-5}$ в единицах средней яркости Солнца. Это соответствует $\sim (0{,}2—2{,}0)\cdot10^{-6}$ для гармонической амплитуды 160-мин вариации потока излучения всего Солнца для указанного спектрального диапазона. Свидетельства в пользу реальности 160-мин периодичности получены путем статистического анализа данных и критического рассмотрения возможных источников ложного 160-мин периода, включая эффекты, вносимые земной атмосферой.

DIFFERENTIAL OBSERVATIONS OF THE PHOTOSPHERIC BRIGHTNESS OSCILLATIONS OF THE SUN, by *L. V. Didkovsky*, *V. A. Kotov*.— The photodiode array illuminated by the pin-hole image of the Sun is used to measure relative (center-to-limb) brightness variations of the photosphere at 0.82 μm, associated with global oscillations of the Sun. The observations performed in 1983 and 1984 during 86 days yielded about 448 hours of data on the differential brightness oscillations.

These data were analysed in the frequency range from 55 to 165 μHz (100 to 300 min in period). The power spectra obtained vary significantly from season to season, presumably due to (a) changes of «observational windows» (sampling effect), (b) the influence of daily trends of the instrumental and atmospheric origin, (c) plausible changes of the true spectrum of solar oscillations. Because of the complexity of the power spectrum and large amount of peaks exceeding the formal 3-sigma confidence level, the identification of peaks and reliable comparison with the existing power spectra inferred from Doppler observations, appear to be so far hardly accessible.

Nevertheless, our data shows the existence of global oscillations with the well-known 160-min period. The mean brightness amplitude of the data for this 160-min mode is found to be $\sim 5\cdot 10^{-5}$ in units of average solar brightness. It corresponds to $\sim (0.2—2.0)\cdot 10^{-6}$ for a harmonic amplitude of the 160-min variations in the solar irradiance in the 0.82 μm spectral range. The authenticity of the 160-min signal is established by a statistical analysis and critical consideration of spurious sources of a potential 160-min periodicity including effects of the terrestrial atmosphere.

Нашей целью была регистрация периодических крупномасштабных флуктуаций яркости фотосферы, обусловленных глобальными осцилляциями Солнца и имеющих согласно опубликованным данным очень малую среднюю амплитуду, $\lesssim 10^{-5}$ в единицах средней яркости фотосферы.

Наблюдения [1—4] показали, что 160-мин глобальные осцилляции Солнца сопровождаются вариациями потока оптического и радиоизлучения. Согласно дифференциальным (центр — край) измерениям [3, 5] относительная амплитуда 160-мин вариаций яркости фотосферы в ближней ИК-области спектра, $\lambda = 1{,}65$ мкм, составляет $\sim 3\cdot 10^{-5}$. В пересчете на поток от всего видимого солнечного диска амплитуда вариаций $\Delta I/I \sim 9\cdot 10^{-6}$ [5], что более или менее согласуется с точностью до множителя ≈ 2 с верхним пределом $\sim 4{,}5\cdot 10^{-6}$ для амплитуды (A) вариаций оптического излучения Солнца с периодом 160^{m}, установленным болометрическими измерениями на спутнике SMM [6].

Необходимо отметить, что амплитуда A при дифференциальных измерениях может значительно превосходить предел [6], поскольку при болометрических измерениях вариации яркости ΔI максимально усредняются как по диску Солнца, так и по спектру. Теоретические расчеты [7], однако, показывают, что амплитуда и фаза вариаций яркости (и температуры) при глобальных осцилляциях заметно варьируют при переходе от центра диска Солнца к краю; они также существенно зависят от длины волны λ и от применяемого геометрического разрешения.

Регистрация (квази)периодических флуктуаций яркости фотосферы важна как для изучения 160-мин и других колебаний Солнца, так и для уточнения различий между свойствами нормальных мод колебаний, предсказываемыми различными теориями, и фактическими результатами наблюдений [7], в частности для определения вклада в осцилляции I эффектов, вызванных «несеростью» атмосферы и отклонениями от ЛТР в верхних слоях фотосферы [8].

Детектирование временных флуктуаций $\Delta I/I$, в частности для периода $P = 160^{\mathrm{m}}$, представляет большой интерес также для проверки утверждения Хилла и др. [7] о том, что в наблюдениях дифференциального доплеровского сдвига $\Delta\lambda_{\mathrm{D}}$ с периодом 160^{m}, выполненных в Крыму и Стэнфорде [9, 10], в действительности регистрируется «кажущийся» (псевдо-)сдвиг $\Delta\lambda_{\mathrm{D}}'$, обусловленный в основном комбинированным эффектом вращения Солнца и периодических флуктуаций ΔI при глобальных осцилляциях.

Детальный анализ ИК-наблюдений [2, 3, 5] показал, что интерпретация относительных флуктуаций яркости (или, другими словами, флуктуаций функции потемнения диска к краю) с периодом 160^{m} как следствие шума или суточных трендов, возникающих из-за влияния земной атмосферы, несостоятельна. Вместе с тем метод измерений [3, 5] имел ряд недостатков, связанных, в частности, с *механической* системой модуляции (линейное сканирование диска и тем самым «сканирование» функции потемнения к краю), процедурой калибровки и дрейфом электроники. В этом отношении более надежным и точным является прибор [11, 12] для регистрации относительных флуктуаций яркости, созданный в КАО АН СССР на основе фотодиодной интегральной матрицы.

Предварительные результаты наблюдений 5-мин осцилляций яркости опубликованы нами в [12]. Здесь анализируется материал, полученный в 1983—1984 гг. с целью обнаружения длиннопериодных осцилляций Солнца (периоды в диапазоне от ≈ 100 до 300^{m}), в частности — с периодом $P = 160^{\mathrm{m}}$.

1. Данные наблюдений

Прибор детально описан в [11]. Из 256 ячеек матрицы (16 × 16) информация снимается только с 12 ячеек, расположение которых соответствует пяти участкам дифракционного изображения Солнца диаметром 5,9 мм, построенного камерой-обскурой: центральному (C) и четырем краевым (N, S, E, W) участкам,— с эффективным разрешением $\approx 0{,}18 D_\odot$. Среднее гелиоцентрическое расстояние краевых участков $\rho_i \approx 0{,}64$; i = N, E, S или W. Кривая спектральной чувствительности прибора соответствует эффективной длине волны $\lambda = 0{,}82 \pm 0{,}13$ мкм. Освещенность матрицы, вычисленная с учетом кривой пропускания фильтра КС 19 и кривой чувствительности матрицы MF 6, т. е. для указанного спектрального окна $0{,}82 \pm 0{,}13$ мкм, составляет $\sim 1{,}6 \cdot 10^3$ эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$.

Измеренные яркости каждого участка усредняются ЭВМ за каждые 59 с и служат для вычисления четырех дифференциальных сигналов $\delta_i = (I_c - I_i)/I_c$, а также среднего, «лимбового», дифференциального сигнала

$$\delta_L = \frac{1}{4} \sum_i \delta_i; \qquad (1)$$

здесь I_c и I_i — измеренные в течение 59 с средние яркости центрального и краевого участков. За каждую минуту на магнитную ленту (или в виде цифропечати) записывается шесть отсчетов: I_c, δ_L, δ_N, δ_S, δ_E, δ_W (подробнее см. [11, 12]). При времени усреднения сигналов δ_L, δ_i, равном 59 с, «внутренние» шумы устройства составляют $\lesssim 10^{-5}$ в единицах яркости центра диска Солнца, что гораздо меньше шумов, вносимых нестабильностью атмосферы и неточностью системы гидирования телескопа (см. ниже).

Пригодные для анализа наблюдения выполнены в 1983—1984 гг. в течение 86 дней, в сумме около 448 ч (см. табл. 1). Анализировался дифференциальный сигнал δ_L, усредненный за каждый 5-мин отрезок времени. Медленный дневной тренд для каждой отдельной записи (продолжительностью от 2,3 до 11 ч) аппроксимировался параболой и вычитался. Остатки «измерения минус парабола» (δ) подвергались спектральному анализу методом наложениях эпох, который дает хорошее приближение обычного фурье-преобразования данных [9, 13].

2. О точности измерений

На рис. 1 в качестве примера приведена запись дифференциального сигнала δ_L за 04.09 1983 г. Видно, что на плавный тренд, достигающий в течение дня $\sim 2{,}5 \cdot 10^{-3}$ (измеряется в тех же относительных единицах, что и сигнал δ_L) и обусловленный в основном инструментальными и атмосферными причинами ([11, 12]; см. также ниже), накладываются флуктуации с характерными временами ≈ 2—3 ч и средней амплитудой $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ (в единицах яркости центра диска Солнца).

Часть тренда может быть вызвана переменным тепловым эффектом самой матрицы. При рабочих условиях наблюдений отношение числа термогенерированных носителей заряда к световым составляет $\sim 2 \cdot 10^{-5}$. Однако относительное изменение самого («светового») сигнала, регистрируемого данной ячейкой матрицы, как показали лабораторные испытания, может достигать величины $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ при изменении температуры на 1° С [11]. Летом температура в башне телескопа, где помещено наше устройство, изменяется в течение дня не более чем на $\pm 2°$ С, при этом изменение относительного разностного сигнала двух ячеек, $(I_1 - I_2)/I_2$, не превосходит $\sim 10^{-3}$ на 1° С [11]. Учитывая, что сигнал δ_L формируется на основе сигналов от 12 ячеек, для теплового изменения δ_L получаем оценку $\Delta\delta_L \lesssim 10^{-3}/12^{1/2} \approx 3 \cdot 10^{-4}/1°$ С. Общий дневной тренд летом, когда вариация температуры составляет $|\Delta t| \lesssim 2°$ С, $\Delta\delta_L \lesssim 6 \cdot 10^{-4}$; весной и осенью, при $|\Delta t| \lesssim 3°$ С, $\Delta\delta_L \lesssim 10^{-3}$. Дневной тренд, таким образом (см. рис. 1), лишь частично может быть объяснен тепловым эффектом устройства. Дополнительными источниками тренда являются: а) атмосфера (см. п. 4), б) медленно меняющаяся в течение дня ошибка гидирования и в) вариации рассеянного света.

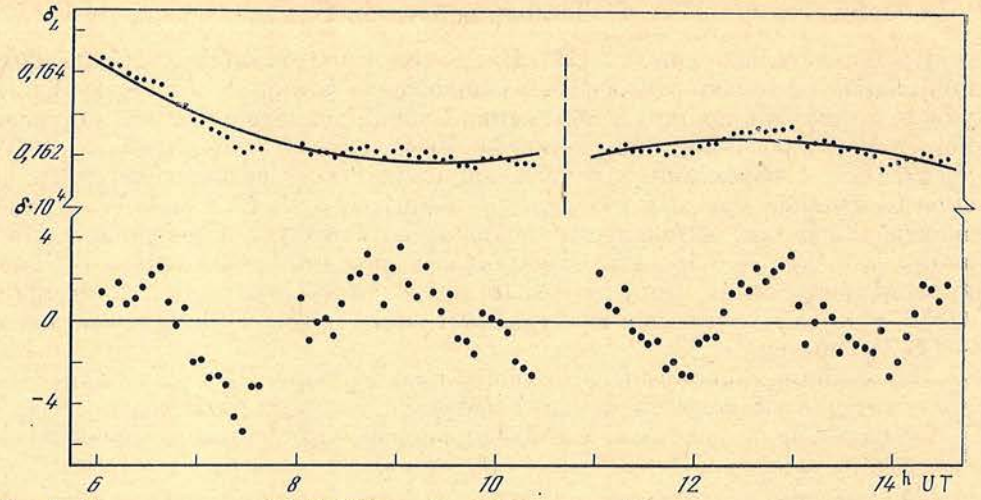


Рис. 1. Пример записи (04.09 1983 г.; $\lambda = 0{,}82$ мкм) дифференциальной яркости Солнца (вверху) и ход отклонений от параболического тренда (внизу)

Плавные кривые — параболы, вычисленные методом наименьших квадратов. Штриховая прямая соответствует времени перестановки целостата

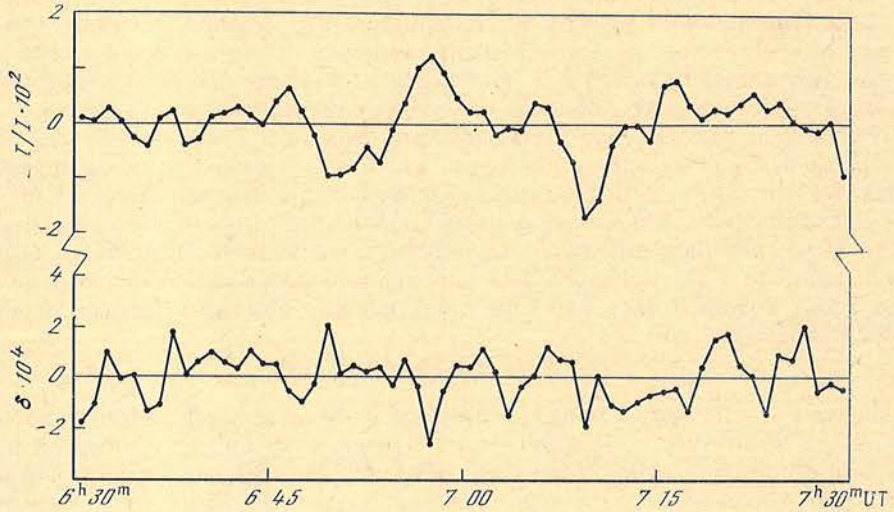


Рис. 2. Флуктуации наблюдаемого светового потока от всего Солнца по записи 04.09 1983 г. с помощью ФЭУ магнитографа ($\lambda = 0{,}51$ мкм; вверху) и дифференциального сигнала матрицы ($\lambda = 0{,}82$ мкм; внизу)

Точность слежения за Солнцем тщательно изучалась при наблюдениях осцилляций скорости фотосферы [9]. В [14] для этой цели анализировались дифференциальные сигналы (ДС) самой фотодиодной матрицы: оказалось, что при вычитании ДС, например, по направлению E—W или N—S имеется возможность с высокой точностью ($\approx 0'',15$ при усреднении за 1 с) контролировать ошибки гидирования (ошибки следящего фотоустройства телескопа) в интервалах времени от 0,1 с до 12 ч. Было показано [14] также, что при достаточно хороших атмосферных условиях ошибка гидирования в течение 5-мин интервала в среднем не превышает $\approx 0'',08$, а медленные сдвиги изображения в направлении E—W за ≈ 11 ч наблюдений не более $\pm 3''$.

Сдвиг изображения Солнца на $1''$ в ту или иную сторону вызывает изменение «лимбового» сигнала на величину $|\Delta\delta| \lesssim 4 \cdot 10^{-5}$ [11, 12]. Следовательно, ошибки гидирования в пределах $\pm 3''$ вызывают изменения среднего уровня сигнала δ_L не более чем на $\pm 1{,}2 \cdot 10^{-4}$. Это гораздо меньше ошибок, обусловленных земной атмосферой и температурным эффектом матрицы.

Значительная часть тренда, по-видимому, связана с переменным во времени рассеянным светом, возникающим как в самом телескопе и инструмен-

те, так и в атмосфере. Как известно [15], даже для хороших рефракторов доля рассеянного света на диске Солнца может достигать 5—7%. Этот паразитный свет варьирует в течение дня, приводя тем самым к флуктуациям наблюдаемой «функции потемнения к краю», которые наш прибор регистрирует в виде флуктуаций сигнала δ_L. Рассчитать точную величину рассеянного света, тем более амплитуду его вариаций, очень трудно или почти невозможно. Но для оценок можно принять, например, что краевым участкам диска Солнца соответствует уровень рассеянного света $\approx 3\%$, а его флуктуации на порядок меньше, т. е. $\sim 3 \cdot 10^{-3}$. Это значение согласуется со средней амплитудой тренда сигнала δ_L в течение дня. Вклад рассеянного света в основной массив существенно уменьшается из-за фильтрации записей с помощью полиномов второго порядка. Остаточное влияние рассеянного света нами при окончательной обработке данных воспринимается как некогерентный шум (возможный существенный вклад этого шума в результирующий спектр мощности (СМ) тем не менее нельзя недооценивать).

Важно подчеркнуть, что между значениями сигнала δ и флуктуациями экстинкции нет корреляции, что является сильным аргументом в пользу реальности изучаемых дифференциальных осцилляций яркости фотосферы. В качестве примера на рис. 2 приведены записи двух сигналов: 1) сигнал «прямого» светового потока от всего Солнца, измеренный с помощью ФЭУ магнитографа; здесь флуктуации обусловлены в значительной мере колебаниями экстинкции; 2) дифференциальный сигнал δ. Время интегрирования каждого сигнала 1 мин, плавный тренд удален с помощью параболы, вычисленной методом наименьших квадратов. Коэффициент корреляции между двумя кривыми, приведенными на рис. 2, равен —0,04.

Интересно также сравнить среднеквадратичные значения «прямого» сигнала ФЭУ и дифференциального сигнала матрицы (δ) на основе данных рис. 2: $5{,}5 \cdot 10^{-3}$ и $1{,}0 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Это еще раз свидетельствует о преимуществе (высокой чувствительности) дифференциального метода для регистрации слабых относительных флуктуаций яркости фотосферы. Например, *полная запись* δ_L, полученная 04.09 1984 г. за время 5,6 ч и подвергнутая такой же обработке, но с усреднением данных за каждый 5^m-интервал, показала рассеяние точек относительно плавного параболического тренда со среднеквадратичным значением $\approx 0{,}9 \cdot 10^{-4}$.

3. Период 160 минут

Все данные наблюдений, в сумме 5377 точек, были разделены на четыре массива (см. табл. 1), для каждого из которых был применен обычный метод наложения эпох с известным периодом пульсаций Солнца $P_0 = 160^m{,}010$ [1, 9, 10]. Результаты показаны на рис. 3. Видно, что в измерениях 1983 г. присутствует заметная 160-мин периодичность, причем фазы максимумов гармонических кривых, T, для массивов I и II в пределах ошибок (см. табл. 2)

Таблица 1

Массив данных	Интервал наблюдений	Число		
		дней	5^m-точек	часов
I	05.08–30.09 1983 г.	24	1750	146
II	03.10–18.12 1983 г.	23	1195	100
III	30.07–31.08 1984 г.	16	855	71
IV	02.09–10.10 1984 г.	23	1577	131

совпадают. Значения критерия $2A'/\sigma'$ (A' — «пиковая» амплитуда, σ' — среднеквадратичная ошибка [9]), характеризующего статистическую значимость кривых, высокие: 4,4 и 6,7 для массивов I, II соответственно.

Массив III также обнаруживает присутствие значимой ($2A'/\sigma' = 3{,}1$) волны с периодом P_0 (рис. 3, *в*), но момент максимума этой волны оказывается смещенным по отношению к среднему моменту T двух кривых 1983 г.

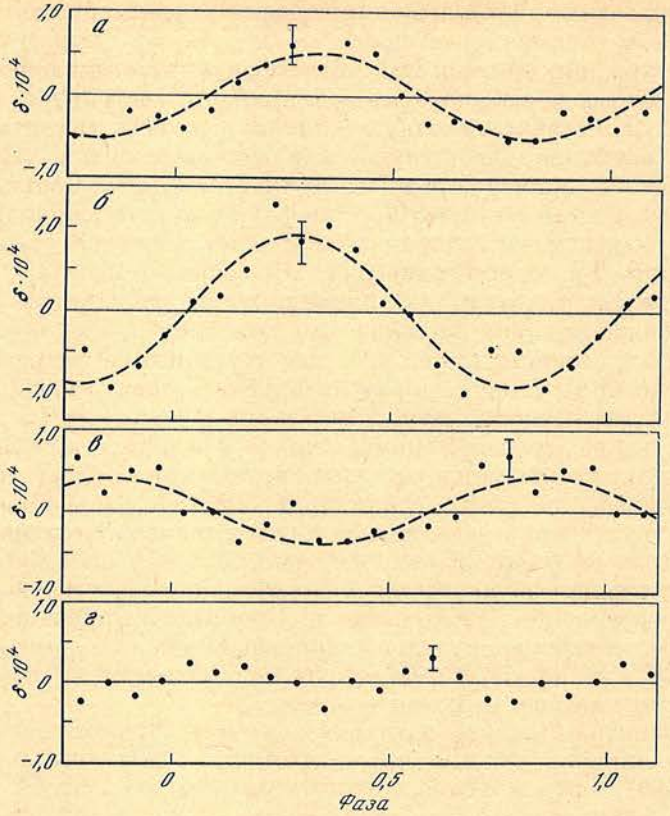


Рис. 3. Результаты свертки сигналов дифференциальной яркости с периодом $160^{m}.0100$ для четырех массивов данных

а — I, *б* — II,
в — III, *г* — IV.

Нулевая фаза соответствует моменту $00^{h}00^{m}$ UT 01.01 1974 г.

Штриховая линия на *а* — *в* — синусоиды, найденные методом наименьших квадратов

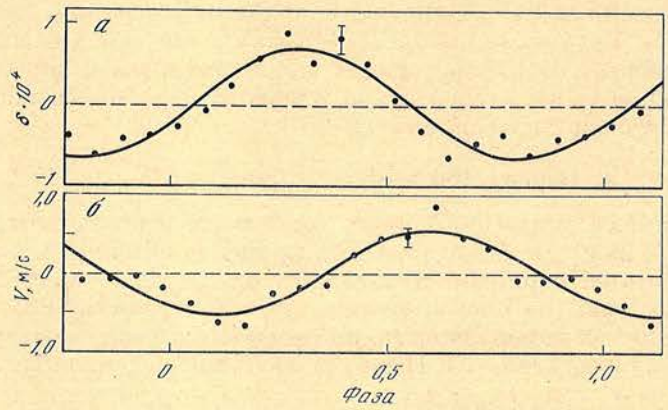


Рис. 4. Результирующая кривая дифференциальной яркости по данным наблюдений 1983 г., $\lambda = 0{,}82$ мкм (*а*) и кривая дифференциальной лучевой скорости по наблюдениям 1974—1982 гг. (*б*)

Период $P = 160^{m},010$, нулевая фаза соответствует моменту $00^{h}00^{m}$UT 01.01 1974 г. Синусоиды вычислены методом наименьших квадратов

почти на 70 мин влево. В массиве IV волна с периодом P_0 практически отсутствует или необнаружима на фоне шумов. Значения гармонических амплитуд A и моментов T (всюду UT) для четырех массивов приведены в табл. 2, где для каждого массива указаны также среднеквадратичные значения (СКЗ) σ_0, вычисленные по всем 5-мин значениям δ.

Результат для всех данных 1983 г., рассматриваемых как единая временна́я последовательность, показан на рис. 4, *а*, где 160-мин волна имеет значимость $2A'/\sigma' = 7{,}0$, амплитуду $A = (6{,}7 \pm 0{,}7)\cdot 10^{-5}$; максимум синусоиды соответствует моменту $00^{h}48^{m} \pm 3^{m}$. (Моменты времени T всюду приводятся для эпохи 01.01 1974 г., ошибки A и T вычислены по рассеянию точек относительно результирующих гармонических кривых и имеют формальный смысл.) На рис. 4, *б* для сравнения с кривой яркости приведена средняя кривая лучевой скорости фотосферы согласно наблюдениям [16] в 1974—1982 гг.

Свертка *всех* данных 1984 г. с периодом P_0 дала 160^{m}-волну низкой статистической достоверности и амплитуды: $2A'/\sigma' = 2{,}5$; $A = (1{,}3 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-5}$; момент T соответствует $02^{h}21^{m} \pm 6^{m}$.

Прежде чем говорить о возможном *солнечном* происхождении 160^m-периодичности, например, в измерениях 1983 г., необходимо проанализировать все источники систематических погрешностей, особенно в связи с тем, что период P_0 почти совпадает с девятой гармоникой среднесолнечных суток. Главным источником периодической модуляции на суточных гармониках является атмосфера.

Таблица 2

Массив данных	Интервал наблюдений	σ_0, 10^{-4}	$2A'/\sigma'$	A, 10^{-5}	T (UT)
I	05.08–30.09 1983 г.	2,6	4,4	5,1±0,7	$00^h51^m\pm4^m$
II	03.10–18.12 1983 г.	2,3	6,7	9,2±1,0	00 45±3
III	30.07–31.08 1984 г.	1,8	3,1	4,0±0,8	02 17±5
IV	02.09–10.10 1984 г.	1,5	2,3	0,4±0,7	00 32±45

4. Влияние земной атмосферы

Из фотометрии яркости дневного неба следует, что типичные флуктуации яркости даже при очень хороших атмосферных условиях составляют в видимой области спектра $\sim(0{,}1-0{,}5)\%$; они могут быть интерпретированы как вариации воздушной массы с амплитудами такого же порядка [17]. В зеленой части спектра для периодов 2^m3-15^m относительные флуктуации экстинкции достигают $(4{,}3-8{,}0)\cdot10^{-4}$ и обусловлены волнами плавучести или гравитационными волнами в земной атмосфере [17]. Однако, несмотря на такие шумы атмосферы, в [12, 18], например, удалось путем спектрального анализа обнаружить 5-мин флуктуации яркости фотосферы, связанные с реальными глобального характера осцилляциями Солнца, имеющими среднюю амплитуду $\Delta I/I \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$, причем на основе измерений «прямого» (недифференциального, не исправленного за атмосферное поглощение) сигнала.

Регистрация длиннопериодных ($P \approx 100 \div 200^m$) осцилляций яркости — задача гораздо более трудная, и прежде всего из-за атмосферы, приводящей к более или менее систематическим дневным трендам. Тем не менее, применяя дифференциальный метод и соответствующие методы обработки материала, нацеленные на поиск когерентных в течение десятков суток колебаний, удается успешно детектировать периодические, потенциально солнечного происхождения вариации яркости с относительной амплитудой $\sim3\cdot10^{-5}$ [5]. Однако влияние квазирегулярных трендов, вызванных атмосферой, нельзя недооценивать, особенно когда речь идет о периодах, почти кратных суткам, например 160^m. Ошибки, обусловленные неточностью гидирования, тепловыми поводками телескопа, рассеянным светом и т. д., можно рассматривать как некогерентный, не повторяющийся ото дня ко дню шум (см. также п. 2). Серьезную проблему представляют шумы и тренды, вызванные экстинкцией и рефракцией, но условия наблюдений и метод их анализа позволяют эту проблему исключить или обойти.

Для упрощения расчетов ширина полосы частот $\Delta\lambda$ не принимается во внимание, и наблюдения рассматриваются как монохроматические на длине волны $\lambda = 0{,}82$ мкм. Вычисления сделаны также без учета дифракции и флуктуаций качества изображения; оба эффекта приводят к некоторому изменению распределения яркости по диску Солнца, но это изменение, пропорциональное второй производной функции $I(\rho)$ (ρ — гелиоцентрическое расстояние), мало и несущественно для анализа рассматриваемых атмосферных помех; фактически размытие изображения даже несколько уменьшает влияние атмосферы, поскольку оно делает распределение $I(\rho)$ более плоским.

Эффект дифференциальной *экстинкции* (ДЭ), рассмотренный ранее в [1] для измерений лучевой скорости в связи с замечанием Грека и Фосса [19] и в [5] для ИК-измерений дифференциальной яркости, в нашем случае оказывается также весьма незначительным. Действительно, пусть для всех пяти

участков диска Солнца измеряемые световые потоки равны

$$I_i(z) = aI_0\gamma_i p_\lambda^{\sec z_i}, \tag{2}$$

где z_i — зенитное расстояние центра участка с индексом i, $p_\lambda = 0{,}942$ — коэффициент прозрачности земной атмосферы для $\lambda = 0{,}82$ мкм, I_0 — интенсивность света в центре диска за пределами атмосферы, a — инструментальная константа (определяемая, в частности, коэффициентами отражения зеркал телескопа и размером входной апертуры прибора), γ_i — коэффициенты, учитывающие потемнение диска к краю. Интегрируя функцию потемнения диска к краю

$$\gamma(\rho) = 1 - u + u(1 - \rho^2)^{1/2} \tag{3}$$

($u = 0{,}40$ для $\lambda = 0{,}82$ мкм) по площади i-го участка, находим $\gamma_L/\gamma_c \approx 0{,}85$; $L = \mathrm{N}$, S, E или W.

Для сигнала δ_L, обусловленного только ДЭ, на основе (2) получаем с точностью до членов $\sim (\Delta z_L)^2$

$$\delta_L \approx \frac{\gamma_L}{\gamma_c}\frac{\ln p_\lambda}{\cos^4 z}(\ln p_\lambda \sin^2 z + 2\cos z - \cos^3 z)(\Delta z_L)^2, \tag{4}$$

где $|\Delta z_L| \lesssim 0{,}7\,|z_\mathrm{N} - z_C| \lesssim 2\cdot 10^{-3}$. Подставляя численные значения в (4) и учитывая, что наблюдения, как правило, ведутся при $z \lesssim 70°$, находим $|\delta_L| \lesssim 10^{-5}$. Фильтрация дневных трендов квадратичными полиномами уменьшает вклад $|\delta_L|$ в регистрируемый дифференциальный сигнал яркости еще почти на порядок, делая его пренебрежимо малым по сравнению с измеряемой амплитудой (например, для периода $P \approx 160^\mathrm{m} \sim 5\cdot 10^{-5}$).

Гораздо более серьезно влияние дифференциальной *рефракции* (см. [5]), поскольку она в отличие от ДЭ вызывает почти *симметричное* смещение наблюдаемых краевых участков (например, участков N и S) относительно центра диска Солнца и, таким образом, приводит к (кажущимся, ложным) «флуктуациям» закона потемнения в течение дня.

Для наших оценок формулу рефракции при $z \lesssim 70°$ можно записать в виде

$$R = R_0 \operatorname{tg} z, \tag{5}$$

где $R_0 = 54'',2$ (для среднего атмосферного давления 715 мм рт. ст. и $\lambda = 0{,}82$ мкм). Сокращение вертикального диаметра диска Солнца из-за дифференциальной рефракции (ДР) происходит на коэффициент $1 - k$, где $k = 2{,}63\cdot 10^{-4}\cos^{-2} z$.

Действие ДР на измеряемый сигнал δ_L удобно учесть без изменения выражения для $\gamma(\rho)$ — путем внесения соответствующих коррекций для гелиоцентрических расстояний ρ_i центров краевых участков с индексами $i = \mathrm{N}$, E, S, W (см. также [5]). При расчетах берем для $\gamma(\rho)$ выражение (3), не исправленное за действие дифракции: последняя приводит к уменьшению градиента яркости и, следовательно, к уменьшению влияния ДР. К тому же основной эффект дифракции — размытие изображения Солнца — нами учитывается введением эффективного разрешения по диску Солнца с полушириной $\approx 0{,}18\ D_\odot$.

В соответствии со сказанным вводим исправленные гелиоцентрические расстояния центров краевых участков

$$\rho_i' = \rho_i\,[1 + k\,|\cos(\alpha + \beta_i + q)|], \tag{6}$$

где α — угол положения оси вращения Солнца, считаемый к востоку от северной части диска, q — параллактический угол, положительный (отрицательный) для наблюдений до (после) кульминации; $\beta_i = 0°, 90°, 180°, 270°$ для краевых участков с индексами $i = \mathrm{N}$, E, S, W соответственно.

Путем несложных вычислений для случая нулевого эффекта ДР получаем приближенные значения средних яркостей центральной ($\rho \leqslant \rho_c = 0{,}18$) и краевых ($0{,}46 = \rho_1 < \rho \leqslant \rho_2 = 0{,}82$) зон:

$$I_c \approx a_1\cdot 0{,}102 I_0; \qquad I_i \approx a_1\cdot 0{,}087 I_0, \tag{7}$$

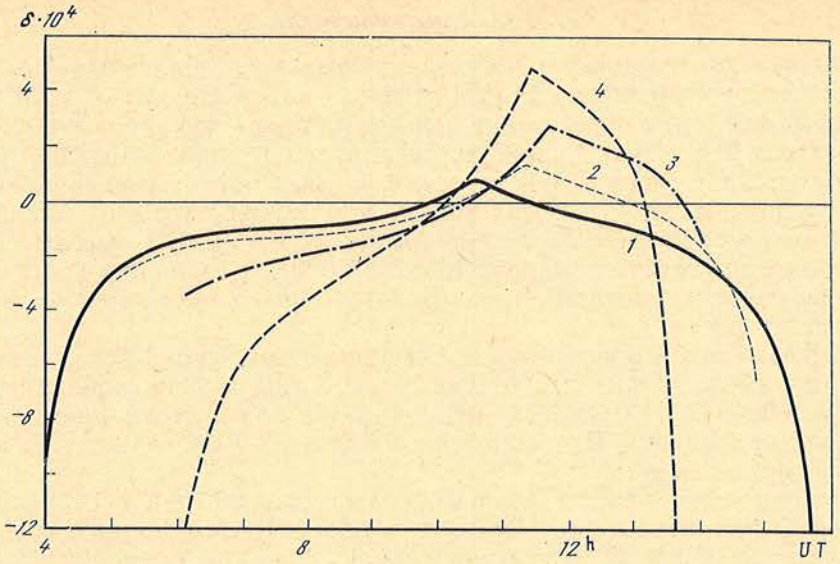


Рис. 5. Кривые эффекта дифференциальной рефракции, вычисленные для 13.08 (*1*), 15.09 (*2*), 15.10 (*3*) и 15.11 (*4*) 1983 г.

где a_1 — коэффициент пропорциональности. Отношение $I_i/I_c \approx 0{,}85$ согласуется со средним значением дифференциального сигнала $\overline{\delta_L} \approx 0{,}16$, регистрируемым фактически.

Для вариаций I_c, I_i, обусловленных действием ДР, получаем

$$\Delta I_c \approx a_1 k I_0 \rho_c \gamma(\rho_c) \approx 0{,}16\ a_1 k I_0, \tag{8}$$

$$\Delta I_i \approx a_1 k_i I_0 [\rho_2 \gamma(\rho_2) - \rho_1 \gamma(\rho_1)] \approx 0{,}24 a_1 k_i I_0, \tag{9}$$

где $k_i = k\,|\cos(\alpha + \beta_i + q)|$.

Окончательно для сигнала δ_L, вызванного эффектом ДР, находим

$$\delta_L \approx \frac{1}{4I_c} \sum_i \left(\frac{I_i}{I_c}\Delta I_c - \Delta I_i\right) \approx 1{,}34k\,\{1 - 0{,}88\,[\,|\cos(\alpha+q)| + |\sin(\alpha+q)|\,]\}. \tag{10}$$

При $z \lesssim 70°$ имеем $k \lesssim 2{,}25 \cdot 10^{-3}$ и $|\delta_L| \leqslant 3{,}0 \cdot 10^{-3}$.

Значения $|\delta_L| \sim 10^{-3}$ существенно больше, чем СКЗ сигнала яркости σ_0, анализируемые здесь (см. табл. 2). Выделить периодический сигнал с амплитудой $A \sim 5 \cdot 10^{-5}$, как указывалось выше, помогает фильтрация трендов полиномами второго порядка и анализ данных за десятки часов наблюдений.

Параллактический угол q определяется известным выражением

$$\sin q = -\cos\varphi \frac{\sin t}{\sin z}, \tag{11}$$

где t — часовой угол Солнца, $\varphi = 44°{,}7$ — широта обсерватории. Расчеты сигнала δ, вызванного *только* ДР, были выполнены для каждого дня наблюдений 1983 г.; кривые временнóго хода δ для четырех дней приведены в качестве примера на рис. 5. Видно, что эффект ДР приводит к медленному изменению дифференциального сигнала яркости в пределах примерно от -10^{-3} до $\approx 4 \cdot 10^{-4}$. Однако полный массив этих данных, вычисленных с учетом *реальной* скважности наблюдений 1983 г., подвергнутых фильтрации параболами и свернутых с периодом 160^m, показал, что ДР не может привести к появлению когерентной ото дня ко дню 160^m-волны с амплитудой, превосходящей величину $\approx 5 \cdot 10^{-6}$. Это на порядок меньше наблюдаемой амплитуды $6{,}7 \cdot 10^{-5}$ для периода 160^m.

5. Спектры мощности

Для каждого из четырех массивов данных (см. табл. 1) методом [9, 13] вычислены спектры мощности (СМ) с шагом по частоте $\Delta\nu = 0{,}025$ мкГц и типичной ошибкой в определении положения пиков примерно $\pm 0^{m}{,}2$. В обоих спектрах 1983 г. (рис. 6) присутствует пик $\approx 160^{m}$, превосходящий уровень значимости 3σ. Однако на СМ массива I большое число пиков по амплитуде превосходит пик 160^{m}; часть из них более или менее хорошо соответствует суточным гармоникам: $P \approx 180^{m}{,}1$; $119^{m}{,}7$; $110^{m}{,}5$. В СМ массива II максимальный пик отвечает периоду $160^{m}{,}2$ ($\pm 0^{m}{,}2$), причем общий вид спектра с преобладанием суточных гармоник 7—13 сильно отличается от верхнего спектра на рис. 6.

На рис. 7 показан когерентный СМ для данных всего 1983 г., вычисленный с шагом $\Delta\nu = 0{,}017$ мкГц. Три самых мощных пика соответствуют периодам $160^{m}{,}0$; $180^{m}{,}1$ и $206^{m}{,}1$ ($\pm 0^{m}{,}2$), которые практически совпадают с суточными гармониками. Их амплитуда составляет $\sim 7 \cdot 10^{-5}$ в единицах яркости центра диска Солнца.

Примечательно присутствие пика с периодом $\approx 139^{m}{,}1$, поскольку: 1) он является одним из доминирующих пиков на рис. 7, 2) его амплитуда достаточно высока на обоих СМ, показанных на рис. 6, и 3) период не совпадает с суточной гармоникой.

В спектрах данных наблюдений 1984 г. (рис. 8 и 9) период 160^{m} почти отсутствует: имеется лишь небольшой пик, с уровнем значимости $\approx 1{,}2\sigma$ и соответствующий периоду $160^{m}{,}0$, в СМ первой части материала 1984 г. В целом в обоих СМ в отличие от СМ на рис. 6 и 7 нет вообще доминирования суточных гармоник.

Обращает на себя внимание резкое различие общего вида СМ, показанных на рис. 6—9, что может быть связано с несколькими причинами: 1) различное влияние длиннопериодных шумов и неустраненных фильтрацией дневных трендов, в частности обусловленных атмосферой и рассеянным светом, 2) различной скважностью наблюдений, 3) возможным реальным изменением амплитуды некоторых мод колебаний Солнца, например, по чисто солнечным причинам: влияние супергранул, вращение Солнца и др. Последнее относится, в частности, к колебаниям с периодом 160^{m}: согласно измерениям лучевой скорости фотосферы [1, 9, 20] *наблюдаемая* амплитуда изменяется существенно день ото дня и от года к году; 160^{m}-осцилляции могут почти исчезать в течение некоторых интервалов времени.

Существенное влияние на вид СМ оказывает распределение «наблюдательных окон», определяющее структуру «артефактных» (ложных) пиков (см., например, [2, 9, 13]). Этот вопрос детально обсуждается также Шеррером [21]; показано, в частности, что получаемая в СМ амплитуда того или иного сигнала (периода) может существенно зависеть от скважности временнóго ряда. Необходима поэтому осторожность при интерпретации СМ-осцилляций, особенно при сложном распределении «окон» и неизвестном заранее времени жизни колебания. На основании полученных нами спектров (см. рис. 6—9) трудно судить о реальности какого-либо пика, доминирующего в том или ином спектре, в том числе о реальности (о солнечном происхождении) 160^{m}-пика, особенно ввиду совпадения с девятой гармоникой суток, хотя мы и убедились (см. п. 4), что тренды, вызванные земной атмосферой, не могут привести к появлению, например в данных 1983 г., когерентной синусоидальной волны с амплитудой $\sim 7 \cdot 10^{-5}$. Ниже приведем, однако, дополнительные аргументы, говорящие о присутствии в наших данных реального колебания с периодом 160^{m}, обусловленного, по-видимому, известной глобальной пульсацией Солнца [1].

6. Наложение эпох

Данные наблюдений 1983 г., а именно — все полученные значения δ, были сверстаны с периодом 24 ч. Такая процедура позволяет наглядно продемонстрировать наличие гармоник суточного периода, если они достаточно превышают по амплитуде шумы (такой метод был успешно применен, напри-

мер, при анализе 160^m-периодичности в [2, 5]). Значения δ усреднены в каждом 10^m-интервале, результат показан на рис. 10, где отчетливо видна волна с периодом $\approx 164^m$ ($\pm 5^m$) (последнее значение определено грубо, по расположению четырех максимумов и трех минимумов на рис. 10). И далее, поскольку при свертке с суточным периодом, естественно, анализируются только периоды, кратные 24 ч, результат, приведенный на рис. 10, следует рассматривать как сильное свидетельство присутствия в массиве данных периода, практически точно равного $160^m.0$. Синусоида с этим периодом, проведенная методом наименьших квадратов через все точки на рис. 10, имеет амплитуду $A = 6{,}1 \cdot 10^{-5}$; момент максимума соответствует времени 00^h55^m UT, что согласуется с данными табл. 2 для наблюдений 1983 г.

Можно привести серьезный аргумент в пользу того, что и в первой части измерений 1984 г. (массив III) также присутствует значимая 160^m-периодичность, несмотря на то что пик мощности для периода 160^m на рис. 8 имеет малую амплитуду. С этой целью проанализируем все суточные гармоники от четвертой ($P = 360^m.0$) до четырнадцатой ($P = 102^m.9$), вычислив методом наложенных эпох гармонические амплитуды. Оказывается, что среди всех гармоник максимальную амплитуду имеет именно девятая гармоника ($P = 160^m{,}0$), см. рис. 11.

Аналогичный результат о преимущественной по сравнению с соседними гармониками концентрации мощности для периода $160^m.0$ недавно получен также Г. Хиллом (частное сообщение) для серии измерений солнечного диаметра. Это послужило дополнительным аргументом в пользу реальности 160^m-периода в аризонских наблюдениях диаметра Солнца [22].

Анализ суточных гармоник 4—14 для серии наших наблюдений 1984 г. (массив IV) показал, что здесь нет какой-либо выделяющейся по параметру A^2 гармоники, причем мощность всех указанных выше суточных гармоник не превосходит величины $A^2 = 4 \cdot 10^{-10}$ (для сравнения с данными измерений 1984 г., массив III, см. рис. 11, где мощность девятой гармоники примерно в четыре раза превосходит уровень «фона», составляющего $\sim 4 \cdot 10^{-10}$).

Различие амплитуд 160^m-волны в данных 1983 и 1984 гг., равно как и различие соответствующих СМ, нельзя объяснить различием дневных трендов. Чтобы показать это, были проанализированы массивы наблюдений I и IV, полученных в обоих случаях преимущественно в сентябре.

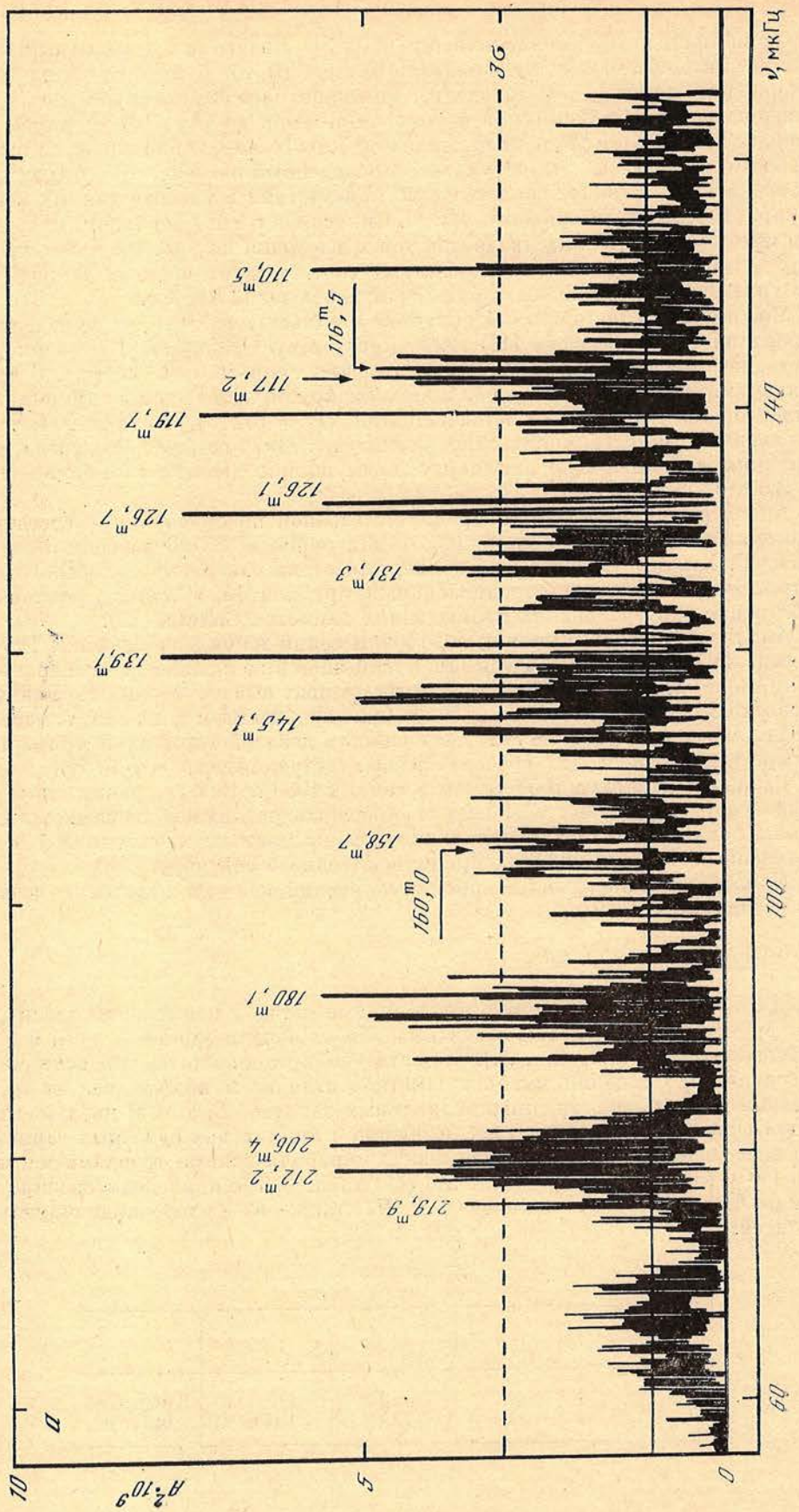
Параболический тренд, аппроксимирующий каждую отдельную запись, представляется в виде

$$\delta(t) = a_0 + a_1 t + a_2 t^2, \tag{12}$$

где a_0, a_1, a_2 — коэффициенты, вычисляемые методом наименьших квадратов, t — временна́я координата, отсчитываемая от начала записи ($t = 0$) в 5-мин интервалах ($t = 0, 1, 2, \ldots$). Естественно предположить, что если между массивами наблюдений имеется заметное отличие в коэффициентах a_1, a_2, а также в длительностях индивидуальных записей, L, то СМ двух массивов будут существенно различаться, особенно в амплитудах суточных гармоник. На деле, однако, оказалось, что между параболическими трендами массивов I и IV нет существенного различия (см. табл. 3, где приведены средние значения L, a_1 и a_2 для массивов I и IV, также n — число индивидуальных записей).

Таблица 3

Массив	n	L, ч	a_1	a_2
I	41	3,8±0,3	−1,02±0,19	0,012±0,005
IV	37	3,7±0,2	−1,18±0,34	0,015±0,004


ν, мкГц
60
100
140
0
5
10
$A^2 \cdot 10^9$
Б
ЭГ
$110^m,5$
$117^m,2$
$119^m,7$
$126^m,7$
$126^m,1$
$131^m,3$
$139^m,1$
$145^m,1$
$158^m,7$
$160^m,0$
$180^m,1$
$206^m,4$
$212^m,2$
$219^m,9$
$116^m,5$

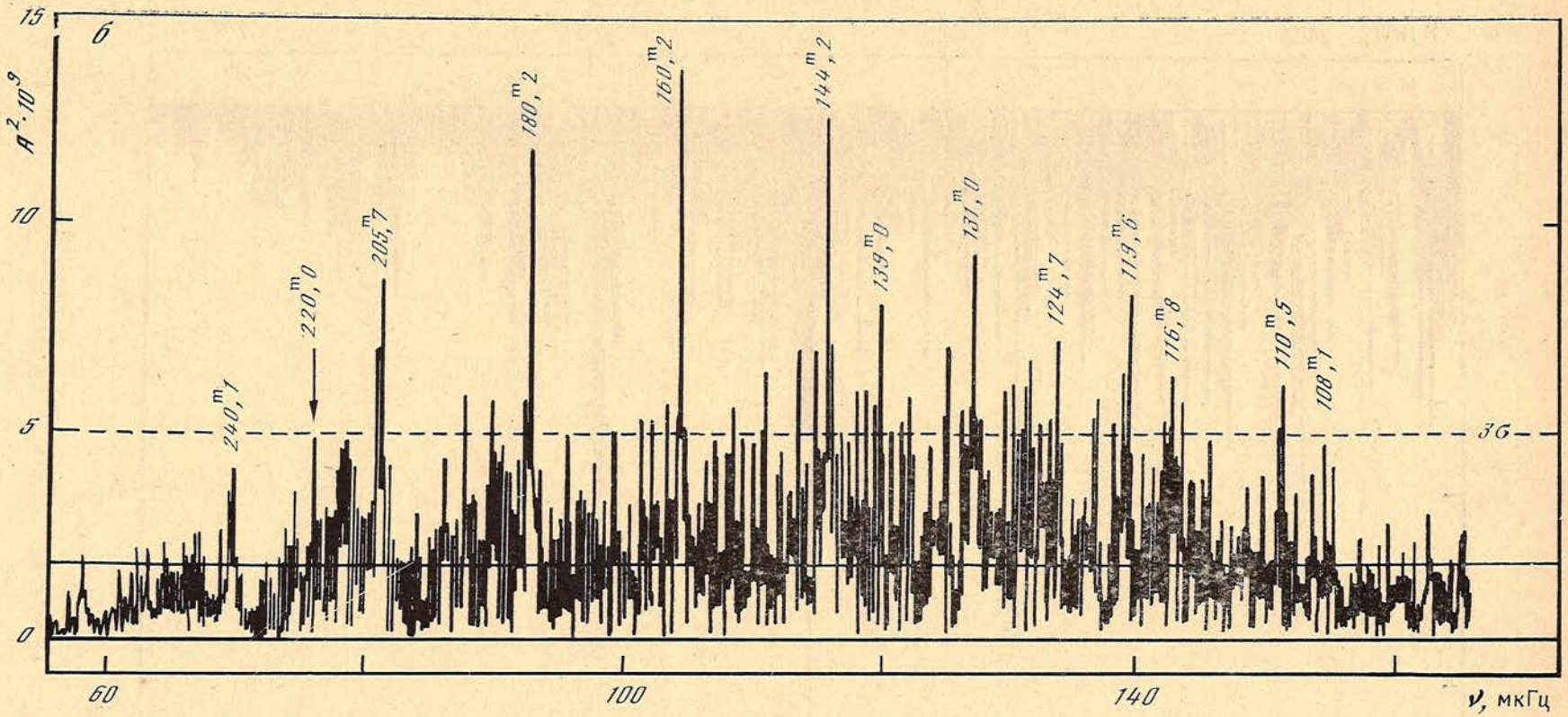


Рис. 6. Спектры мощности, вычисленные для двух массивов 1983 г.

а — I, *б* — II. Сплошная линия соответствует среднему уровню мощности, штриховая — уровню 3σ (то же на рис. 8 и 9), $\gamma = 0{,}82$ мкм

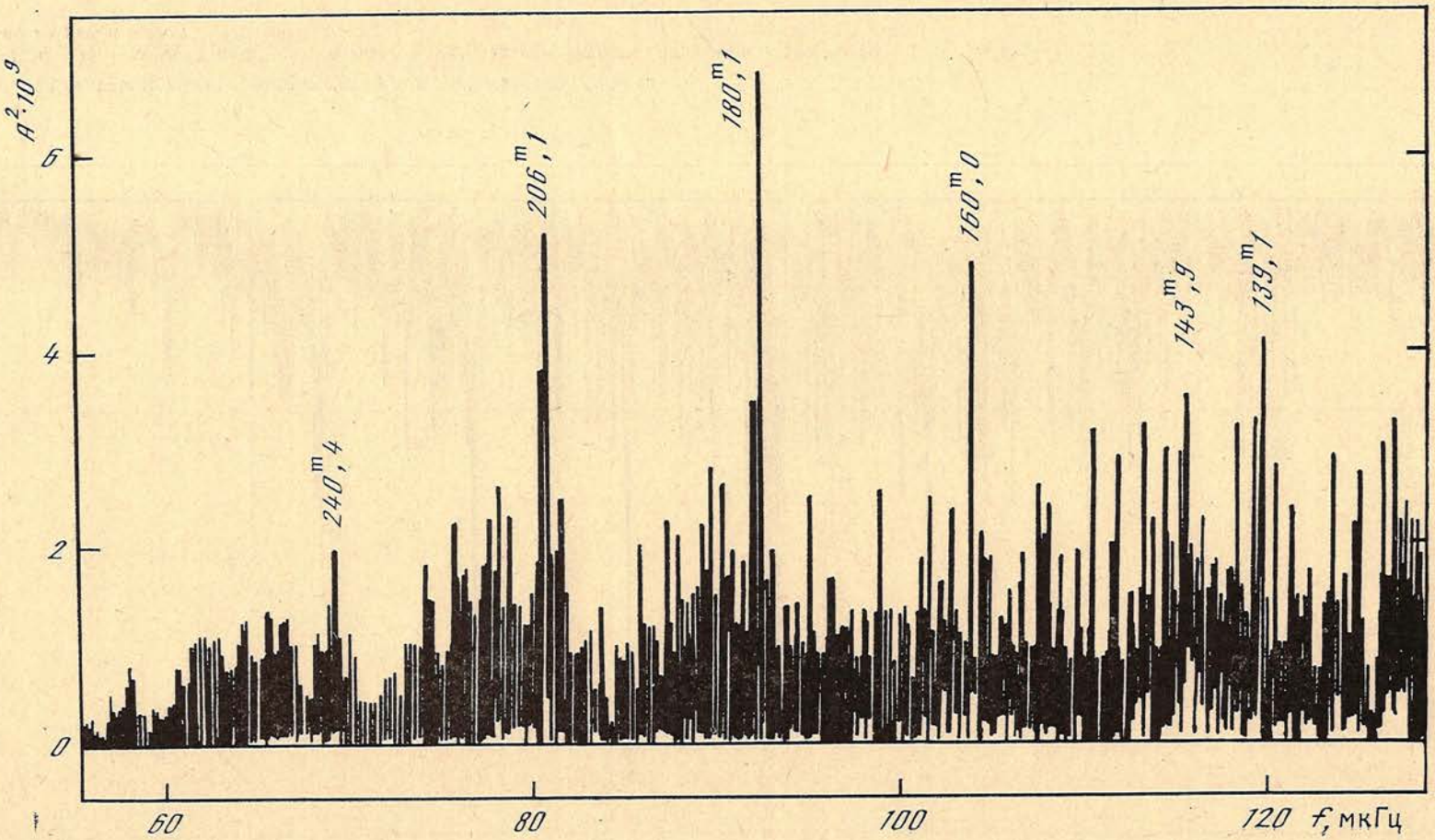


Рис. 7. Когерентный спектр мощности 1983 г., $\lambda = 0{,}82$ мкм

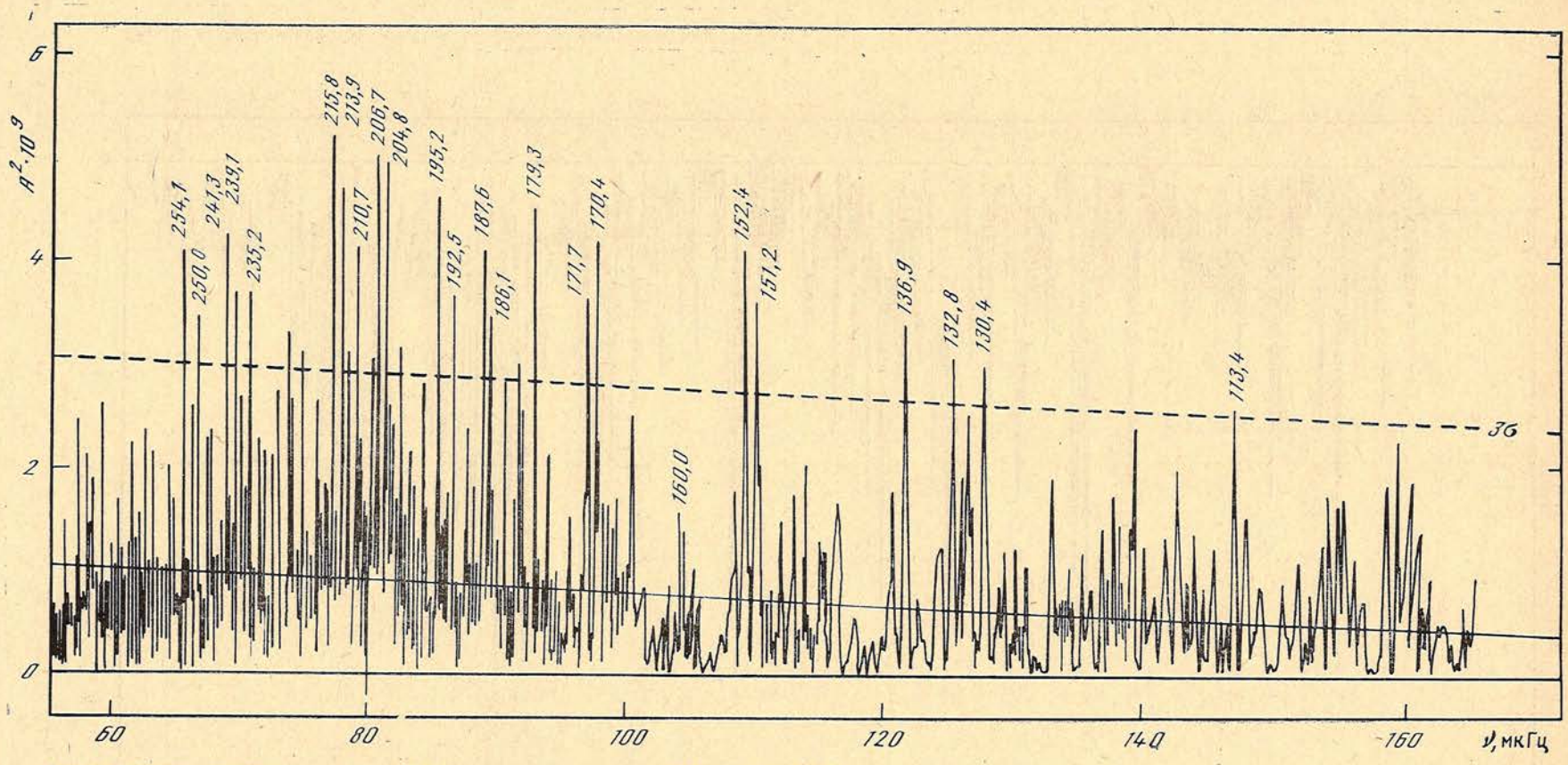


Рис. 8. Спектр мощности массива III (первая часть массива 1984 г.), $\lambda = 0{,}82$ мкм

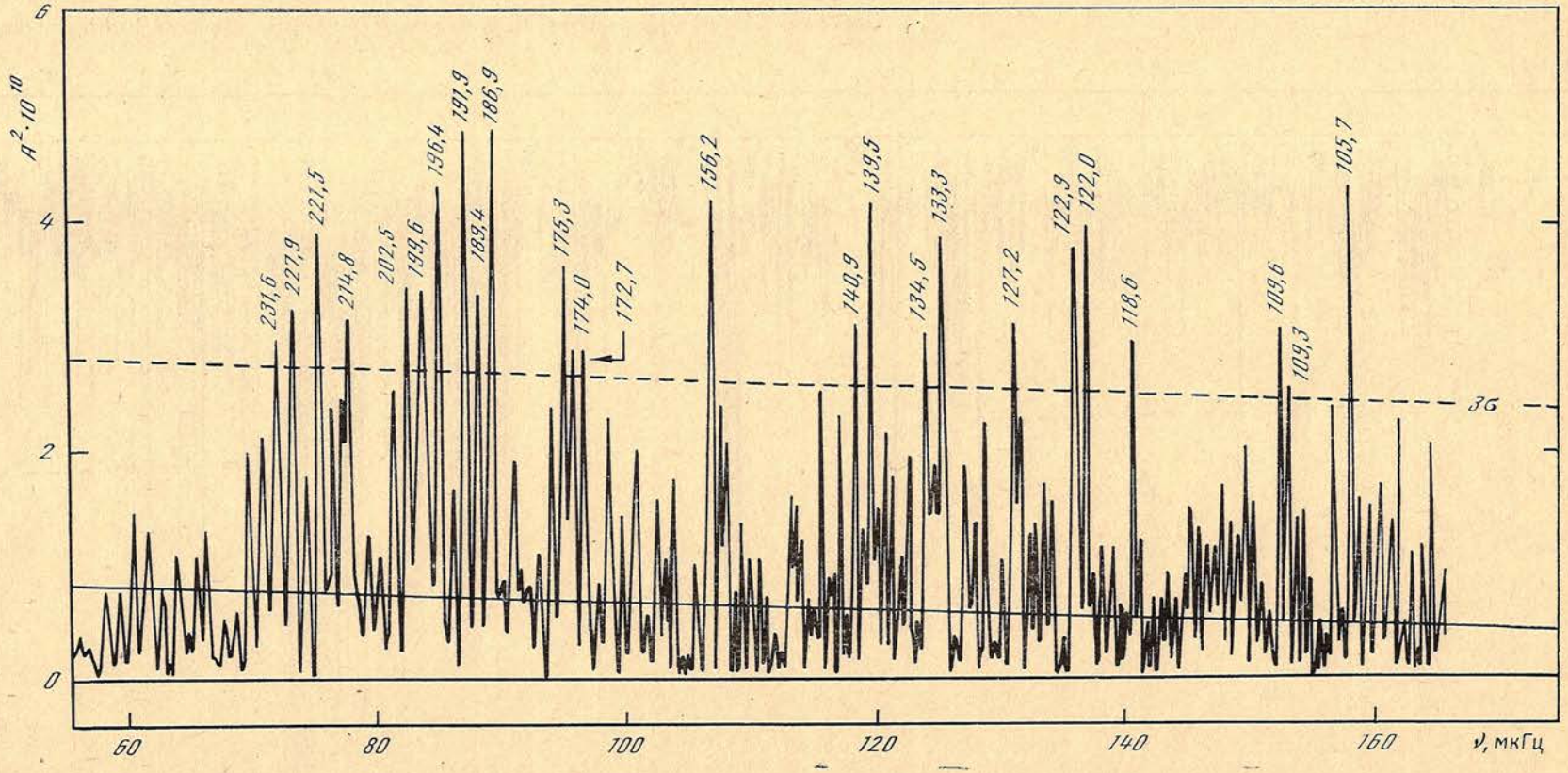


Рис. 9. Спектр мощности массива IV (вторая часть массива 1984 г.)

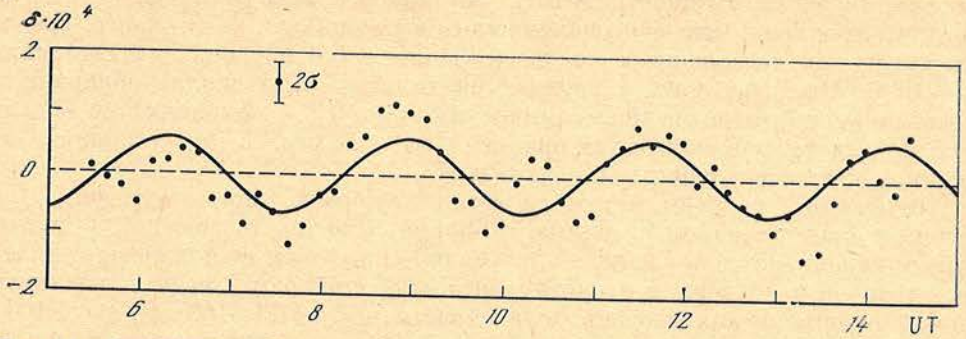


Рис. 10. Результат свертки наблюдений 1983 г. с периодом 24 ч

Синусоида с периодом 160^m проведена через точки методом наименьших квадратов, $\lambda = 0{,}82$ мкм

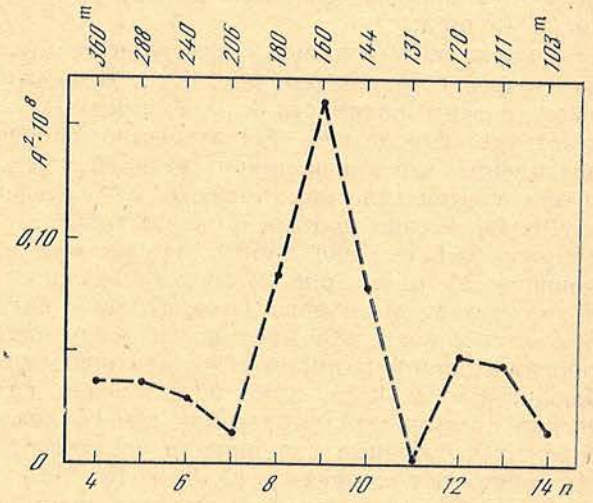


Рис. 11. Распределение мощности суточных гармоник 4—14 для данных наблюдений массива III, 1984 г. (точки), $\lambda = 0{,}82$ мкм

7. Обсуждение результатов

Наземные измерения вариаций солнечного излучения затруднены действием атмосферы. Ньюкирк [23], например, подчеркивает, что невозможно ввести коррекцию за атмосферное поглощение с достаточной точностью, чтобы исследовать реальные солнечные вариации, составляющие, как теперь надежно установлено в результате внеатмосферных измерений, $\approx 0{,}1$, или 0,2%. Дифференциальным измерениям («Солнце относительно Солнца»), однако, доступны вариации на 2—3 порядка меньше, $\sim 10^{-4}$—10^{-5} [2, 3, 5], поскольку при таких измерениях сильно подавляются атмосферные помехи.

Для сравнения целесообразно привести несколько чисел из фотометрии звезд. При хороших атмосферных условиях и времени интегрирования $\approx 1^m$ среднеквадратичный шум (с.к.ш.), возникающий из-за колебаний экстинкции и сцинтилляций, при регистрации светового потока от звезды обычно составляет $\sim 0{,}002$ зв. вел., что соответствует относительным флуктуациям потока $\sim 2\cdot 10^{-3}$ [24, 25]. В измерениях, длящихся ≈ 8 ч, и в результате спектральной обработки (вычисление СМ) с.к.ш. составляет $\approx 2\cdot 10^{-3}(8\cdot 60)^{-1/2} \approx$ $\approx 9\cdot 10^{-5}$. Такой уровень шумов *позволяет* обнаруживать 5^m-осцилляции яркости фотосферы, имеющие амплитуду $\sim 4\cdot 10^{-4}$ [12, 18], даже при наземных наблюдениях.

В нашем дифференциальном методе, как и при ИК-измерениях [2, 5], с.к.ш. составляет согласно данным табл. 2 $\sim 2\cdot 10^{-4}$ в относительных единицах — для времени интегрирования сигнала δ_L, равного 5^m. В указанную амплитуду шума входят как короткопериодические шумы, так и медленные шумы и неустраненные после фильтрации полиномами тренды, а также долгопериодные флуктуации сигнала δ_L, вызванные как самим Солнцем, так и атмосферой и инструментом. При «усреднении» данных, скажем, за 100 ч наблюдений, а именно, при построении соответствующего СМ, для периодов ≈ 100—200 мин с.к.ш. будет составлять $\sim 2\cdot 10^{-4}(100\cdot 12/32)^{-1/2} \sim 3{,}3\cdot 10^{-5}$.

Соответствующая мощность $\sim 10^{-9}$, по порядку величины согласуется со средним уровнем фактически измеряемого шума на рис. 6—9. Далее, среднеквадратичное отклонение от среднего уровня в СМ на рис. 6—9 составляет $\sim 6 \cdot 10^{-10}$. Следовательно, с уровнем значимости $\gtrsim 2\sigma$ вполне обнаружимы колебания, имеющие среднюю амплитуду $\gtrsim 5 \cdot 10^{-5}$ и сохраняющие начальную фазу в течение интервала времени $\gtrsim (1-2)$ мес. Таким условиям, по-видимому, отвечает период 160^m (см. ниже).

Полученные спектры имеют сложный характер, иногда (см. рис. 6, *б*) с явным преобладанием суточных гармоник. Сложность связана, в частности, со скважностью наблюдений при наличии шумов и не полностью удаленных трендов атмосферной и инструментальной природы. Средняя амплитуда пиков, превышающих уровень 3σ в области частот 60—160 мкГц ($\approx 100-280^m$), по порядку величины составляет $6 \cdot 10^{-5}$ в единицах яркости центра диска Солнца.

Период $\approx 160^m$ имеет максимальную амплитуду $\sim 9 \cdot 10^{-5}$ лишь в одном из четырех спектров (см. рис. 6, *б*). В спектре I его амплитуда едва превышает уровень значимости 3σ, а в данных IV соответствующий пик вообще отсутствует. (Последнее обстоятельство опровергает широко распространенное мнение, что при наличии суточной скважности наблюдений и более или менее систематических трендов, обусловленных, например, атмосферой, в СМ непременно должны присутствовать суточные гармоники, в частности периоды $\approx 144^m$, 160^m, 180^m. Отсутствие этих гармоник, как, например, в нашем случае (см. рис. 9), может быть связано со следующими причинами: а) отсутствие реального («солнечного») сигнала на указанных периодах; б) взаимное погашение «реального» (солнечного) сигнала с артефактными суточными гармониками; в) в достаточной мере случайное распределение «наблюдательных окон», приведшее к очень сильному подавлению систематических инструментальных и/или атмосферных трендов и соответственно артефактных суточных гармоник (и реальной 160^m-волны) в СМ; см. также обсуждение этих вопросов в [2, 5, 9, 13, 21].)

В среднем согласно четырем массивам данных (см. табл. 2) амплитуда 160^m-осцилляции равна $A_0 \approx 5 \cdot 10^{-5}$; это в несколько раз превышает амплитуду ложной 160^m-волны, которая могла бы появиться из-за влияния земной атмосферы. Значение A_0 согласуется с результатом $\sim 3 \cdot 10^{-5}$, полученным в ИК-эксперименте [5]. Различие в 1,7 раза можно отнести на счет, например, различия спектральных диапазонов ($\lambda = 0{,}82$ и $\lambda = 1{,}65$ мкм), а также различия методов измерений.

Для оценки 160^m-вариаций потока от *всего* видимого диска Солнца $\Delta I/I$ допустим, что наш сигнал со средней амплитудой A_0 вызван преимущественно колебаниями яркости центральной зоны диска, имеющей диаметр согласно пространственному разрешению инструмента $\approx 0{,}18 D_\odot$. Тогда для амплитуды относительных вариаций интегрального потока получаем: $\Delta I/I \approx \approx A_0 (0{,}18)^2 \sim 1{,}6 \cdot 10^{-6}$. Однако если считать, что элементы размером $\sim 0{,}18 D_\odot$ осциллируют более или менее независимо, то тогда $\Delta I/I \sim A_0 \cdot \cdot 0{,}18 \sim 9 \cdot 10^{-6}$. В среднем в качестве грубой оценки вариаций интегрального потока (на длине волны 0,82 мкм) получаем по порядку величины

$$\Delta I/I \sim 5 \cdot 10^{-6},$$

что находится в хорошем согласии с результатом [5], а также верхним пределом на 160^m-вариации оптического излучения Солнца, установленным болометрическими измерениями на спутнике SMM [6].

Фазы максимума δ для периода $160^m.010$ по данным двух массивов 1983 г., I и II, в пределах ошибок совпадают. Средний момент максимума δ в 1983 г., 00^h48^m ($\pm 2^m$) UT, примерно на 49^m опережает момент максимальной доплеровской скорости фотосферы (см. рис. 4), 01^h37^m UT.

Согласно наблюдениям 1984 г. максимум δ соответствует моменту $\approx 02^h21^m$ ($\pm 6^m$) UT при низкой достоверности результирующей синусоиды с периодом P_0.

Заметим, что максимум сигнала в дифференциальных ИК-измерениях 1977—1982 гг. [2, 3, 5] был близок по времени к максимуму дифференциаль-

ной скорости фотосферы. При сопоставлении фаз средних кривых, однако, следует учитывать несколько обстоятельств, которые могут быть ответственны за сдвиг фазы 160^m-волны: а) различие спектральных диапазонов, б) различная методика «дифференцирования» яркости, приводящая к различию усреднения (взвешивания) 160^m-эффекта по диску Солнца.

Может сказаться также изменение амплитуды самих 160^m-осцилляций от сезона к сезону [1, 20], и наши результаты (см. рис. 3), по-видимому, подтверждают такую переменность. Сдвиг фазы может быть обусловлен также физическими причинами: а) из-за резонансного взаимодействия нескольких g-мод колебаний, частоты которых близки к P_0^{-1} [16, 26], б) из-за возможной «дублетной» структуры периода 160^m, указание на которую было недавно приведено в [27] при анализе временнóй последовательности хромосферных вспышек на Солнце. Эти результаты, однако, еще далеки от полной ясности и требуют дальнейшего изучения.

В предположении, что относительное изменение температуры, связанное с 160^m-осцилляцией, $\delta\,(T_0/T)$, не зависит от оптической глубины, для относительных вариаций потока излучения имеем [28]

$$\Delta I_\lambda/I_\lambda = -\frac{\lambda_0}{\lambda}\Delta\left(\frac{T_0}{T}\right), \tag{13}$$

где $\lambda_0 = 0{,}50$ мкм, $\lambda = 0{,}82$ мкм, $T_0 = 28780$ К соответствует значению $h\nu/k$ (обозначения обычные) для λ_0. Подставляя в (13) значение $\Delta I_\lambda/I_\lambda \sim \sim 5\cdot10^{-5}$ и $T \approx 6000$ К, для вариаций температуры получаем $\Delta T \approx 0{,}1$ К, что близко к результату [5].

Легко показать (см. также [5]), что 160^m-вариации δ не могут быть вызваны колебаниями диаметра Солнца, которые в сферически-симметричном случае составляют согласно [9] $\Delta R/R_\odot \sim 6\cdot10^{-6}$. Заменяя коэффициент k в (10) на величину $\Delta R/R_\odot$ и полагая $|\cos(\alpha+q)| + |\sin(\alpha+q)| \approx 2$, для амплитуды вариаций δ получаем значение $\lesssim 6\cdot10^{-6}$, на порядок меньшее измеряемых флуктуаций яркости.

Оценим также возможную амплитуду вариаций полной светимости Солнца для рассматриваемого спектрального окна $\lambda \approx 0{,}82 \pm 0{,}13$ мкм, воспользовавшись теоретическим соотношением между вариациями светимости L, радиуса R и эффективной температуры T при *нерадиальных* квазиадиабатических колебаниях [29], звезды, имеющей фотосферу:

$$\Delta L_\odot/L_\odot = 2\Delta R/R_\odot + 4\Delta T/T. \tag{14}$$

Полагая, что $\Delta R/R_\odot \sim 6\cdot10^{-6}$, а вариация эффективной температуры всего Солнца $\Delta T_\odot \sim \Delta T/\varepsilon$, где $\varepsilon \sim s^{-1/2}$ ($s = (0{,}18)^2$ — относительная площадь наблюдаемого участка диска Солнца), получаем $\Delta T_\odot \sim 0^\circ{,}1/5 \sim \sim 0{,}02$ К и для относительных вариаций $L_\odot$ по порядку величины находим $|\Delta L_\odot/L_\odot| \lesssim 2{,}5\cdot10^{-5}$. Однако из соотношений фаз кривых изменений скорости фотосферы и дифференциальной яркости (см. [3, 5] и рис. 4) следует, что колебания радиуса и температуры происходят со сдвигом фазы примерно на 90°. Поэтому более точным является соотношение $|\Delta L_\odot/L_\odot| \lesssim 1{,}8\cdot \cdot10^{-5}$.

Суммируя все приведенные оценки флуктуаций оптического потока (для λ 0,82 мкм), для амплитуды 160^m-вариаций получаем следующую оценку:

$$|\Delta L_\odot/L_\odot| \sim (0{,}2\text{—}2{,}0)\cdot10^{-5},$$

что удовлетворительно согласуется с результатами [5, 6].

Пока не установлено надежно, к какому типу относится колебание с периодом 160^m (неизвестны числа n, l и m, характеризующие нормальную моду колебаний). Заметим, однако, что решения уравнений, описывающих осцилляции лучистого потока (при низкой степени l) в верхних слоях фотосферы Солнца слабо зависят от l [8], поэтому приведенная оценка для $|\Delta L_\odot/L_\odot|$, по-видимому, заслуживает доверия.

Авторы признательны А. Б. Северному за полезное обсуждение результатов, замечания и поддержку эксперимента, а также благодарны Д. Н. Рач-

ковскому за возможность использования программ, составленных им для ЭВМ, С. А. Бондаренко и Г. Я. Смирновой за помощь в обработке данных наблюдений.

14 ноября 1985 г.

Литература

1. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.*— Астрон. журн., 1979, т. 56, с. 1137—1148.
2. *Koutchmy S., Koutchmy O., Kotov V. A.*— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 90, p. 372—376.
3. *Kotov V. A., Koutchmy S., Koutchmy O.*— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 21—35.
4. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* et al. —Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 9—19.
5. *Котов В. А., Кучми С., Кононович Э. В.* и др.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 73, с. 26—42.
6. *Woodard M., Hudson H.*— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 67—73.
7. *Hill H. A., Tash J., Padin C.* Preprint, 1985. Univ. Arizona.
8. *Hill H. A., Logan J. D.*— Astrophys. J., 1984, vol. 285, p. 386—399.
9. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 3—71.
10. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.*— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 37—42.
11. *Дидковский Л. В.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72, с. 217—225.
12. *Дидковский Л. В., Котов В. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 132—141.
13. *Абраменко В. И., Рачковский Д. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 66, с. 71—76.
14. *Дидковский Л. В.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 75, с. 148—159.
15. *Mullan D. J.*— Solar Phys., 1973, vol. 32, p. 65—75.
16. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Mem. Soc. Astron. Ital., 1984, vol. 55, p. 117—122.
17. *Clarke D.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1980, vol. 190, p. 641—648.
18. *Schmidt-Kaler T., Winkler C.*— Astron. and Astrophys., 1984, vol. 136, p. 299—305.
19. *Grec G., Fossat E.*— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 77, p. 351—353.
20. *Brookes J. R., Isaak G. R., McLeod C. P.* et al.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 184, p. 759.
21. *Scherrer P. H.* Center Space Sci. Astrophys., Stanford Univ. preprint CSSA — ASTRO—84—03, 1983.
22. *Hill H. A., Tash J.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1984, vol. 16, p. 1000.
23. *Newkirk G., Jr.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1983, vol. 21, p. 429—467.
24. *Kurtz D. W.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 200, p. 807—859.
25. *Fossat E.*— In: Proc. Workshop on Improvements to Photometry, NASA Conf. Publ. 2350, San Diego, 1984, p. 68—78.
26. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1984, vol. 307, p. 247—249.
27. *Котов В. А., Левицкий Л. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 75, с. 59—66.
28. *Dicke R. H.*— Astrophys. J., 1973, vol. 180, p. 293—305.
29. *Кокс Дж. П.* Теория звездных пульсаций/Пер. с англ. под ред. Д. К. Надежина. М.: Мир, 1983, 326 с.

УДК 523.94

СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТОВ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

С. И. Гопасюк, Л. Б. Демкина

Проведено изучение структуры элементов общего магнитного поля Солнца по данным наблюдений в линии Fe I λ5250, 2Å на двойном магнитографе БСТ КАО.

Обнаружено, что элементы поля в фотосфере вытянуты вдоль линии вращения Солнца и слабые магнитные поля в них сжаты с западной стороны.

Сделан вывод, что магнитные элементы общего поля движутся относительно плазмы в западном направлении. Скорость движения магнитных элементов относительно фотосферной плазмы составляет примерно 50—60 м/с. Она на 2,5—3% превышает скорость вращения плазмы в фотосфере, измеренную по доплеровским сдвигам, и совпадает со скоростью вращения хромосферы.

STRUCTURE OF ELEMENTS OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD, by *S. I. Gopasyuk, L. B. Demkina.*— The structure of the solar magnetic field elements has been in-

vestigated using the observational data in Fe I λ5250,2 Å line obtained on double magnetograph installed on the Tower Solar telescope of the Crimean Astrophysical observatory.

It has been found that the magnetic field elements are elongated along the line of solar rotation. Weak magnetic fields of elements are compressed at the westward side. It permitted us to conclude, that magnetic field elements of the total magnetic field are moving westward relative to plasma. The velocity of the magnetic field elements relative to photospheric plasma is 50—60 m/s. It exceeds the rotation rate of plasma in the photosphere by 2.5—3% as measured by Doppler shift and coincides with the rotation rate of chromosphere.

Наблюдения с высоким пространственным разрешением позволили А. Б. Северному [1, 2] обнаружить, что общее магнитное поле Солнца состоит из множества отдельных элементов противоположных полярностей. По измерениям в линии Fe I λ5250,2 Å наиболее часто встречаются элементы размером 6—12″ и напряженностью поля 3—5 Гс [1, 2]. Напряженность измеренного поля в элементах, как оказалось, зависит от эквивалентной ширины спектральной линии [3, 4] и от положения взятых участков крыльев относительно ее центра [3, 5—7].

Наблюдаемое различие напряженности поля по разным линиям в [8, 9] было отнесено к эффекту насыщения. На основании такого различия в [9] была построена модель магнитного элемента, согласно которой размер элемента равен примерно 150—200 км и напряженность поля в нем около 2000 Гс. Однако хорошая повторяемость сигнала поля при наблюдениях с магнитографом является доводом в пользу того, что истинные размеры элементов общего поля сравнительно большие (существенно больше 200 км), а поле, по крайней мере в промежутках между сверхтонкими волокнами, должно быть довольно слабым [10, 11]. Слабое магнитное поле (при плотности магнитной энергии в фотосфере меньше кинетической) должно изменяться при движении плазмы.

Выяснение структуры магнитных элементов позволит лучше понять связь движений солнечной плазмы с магнитным полем и процессы формирования и выхода на поверхность Солнца магнитных элементов.

Ниже мы изучаем структуру магнитных элементов по данным магнитографических наблюдений в невозмущенной фотосфере.

1. Данные наблюдений

Наблюдения продольной составляющей магнитного поля одновременно с лучевой скоростью были проведены на модернизированном БСТ КАО АН СССР с двухканальным магнитографом [12]. Здесь мы использовали наблюдения магнитного поля в линии FeI λ5250,2 Å 24.09 и 01.10 1975 г. Эти данные были дополнены наблюдениями 1985 г., проведенными по специальной программе.

Во всех наблюдениях ширина щели фотометра была равной 55 мÅ и середина ее находилась на расстоянии 62,5 мÅ от центра линии. При наблюдениях 1975 г. входная щель спектрографа была равной 1 × 4″. С помощью системы фотогида [13] изображение Солнца сканировалось строго вдоль линии экватора. Длина разрезов была равной 175″. Запись сигналом магнитного поля и скорости проводилась при перемещении изображения Солнца с востока на запад (прямое направление сканирования) со скоростью 2″,23/с и постоянной времени канала магнитографа для записи поля $2^s.5$. Расстояние между центрами соседних разрезов составляло 4″. Высота участка 24.09 была 814″ и 01.10 — 576″. (Положение участков на диске Солнца показано в [14] на рис. 1.) Положение каждого участка на поверхности Солнца определялось с точностью $\pm 0°,2$.

Система фотогида [13] работает на принципе равенства фототоков от светоприемников, расположенных попарно вдоль диаметра (два приемника по α и два по δ) на краях изображения Солнца. Очевидно, что при сканировании прямоугольный участок в системе фотогида деформируется в косоугольный на поверхности Солнца вследствие его вращения. При длительном сканировании искажения прямоугольного участка становятся ощутимыми. За время

500 с точка на поверхности Солнца из-за его вращения перемещается на 1″,25. За это время в 1975 г. мы проводили сканирование участка высотой 24″. Размеры магнитных элементов, превышающие 24″, встречаются чрезвычайно редко. Поэтому, хотя в целом весь участок деформировался значительно за все время наблюдений, в пределах размера одного элемента искажения малы, и мы ими пренебрегали.

2. Обработка наблюдений. Результаты

По наблюдениям магнитного поля 1975 г. были построены карты (небольшой фрагмент карты 24.09 показан на рис. 1). По картам мы отобрали все элементы, максимальная напряженность в которых была равной 8 Гс или превышала это значение. Элементов с такой величиной максимальной напряженности поля на участке 24.09 было $N = 153$ и $N = 81$ на участке 01.10 1975 г. Для каждого из этих элементов мы определили (рис. 2):

1) угол между направленной на запад осью, параллельной линии экватора (OW), и радиус-вектором **r** ($\overrightarrow{ON}_a$ или $\overrightarrow{OS}_b$), проведенным из точки с максимальной напряженностью продольного магнитного поля $H_{\parallel\max}$ элемента в направлении наиболее быстрого спада поля до величины $H_{\parallel} = 4$ Гс (азимут радиус-вектора **r** отсчитывался в направлении по часовой стрелке);

2) азимут радиус-вектора **r** ($\overrightarrow{OE}_a$ или $\overrightarrow{OW}_b$), проведенного в направлении наиболее медленного спада поля до величины $H_{\parallel} = 4$ Гс;

3) длину r радиус-вектора до изолинии с $H_{\parallel} = 4$ Гс в направлении наиболее быстрого спада поля (ON_a или OS_b);

4) длину r радиус-вектора до изолинии с $H_{\parallel} = 4$ Гс:

а) в направлении наиболее медленного спада поля (OE_a или OW_b) и б) в направлении, повернутом на 180° относительно предыдущего, т. е. OW_a или соответственно OE_b;

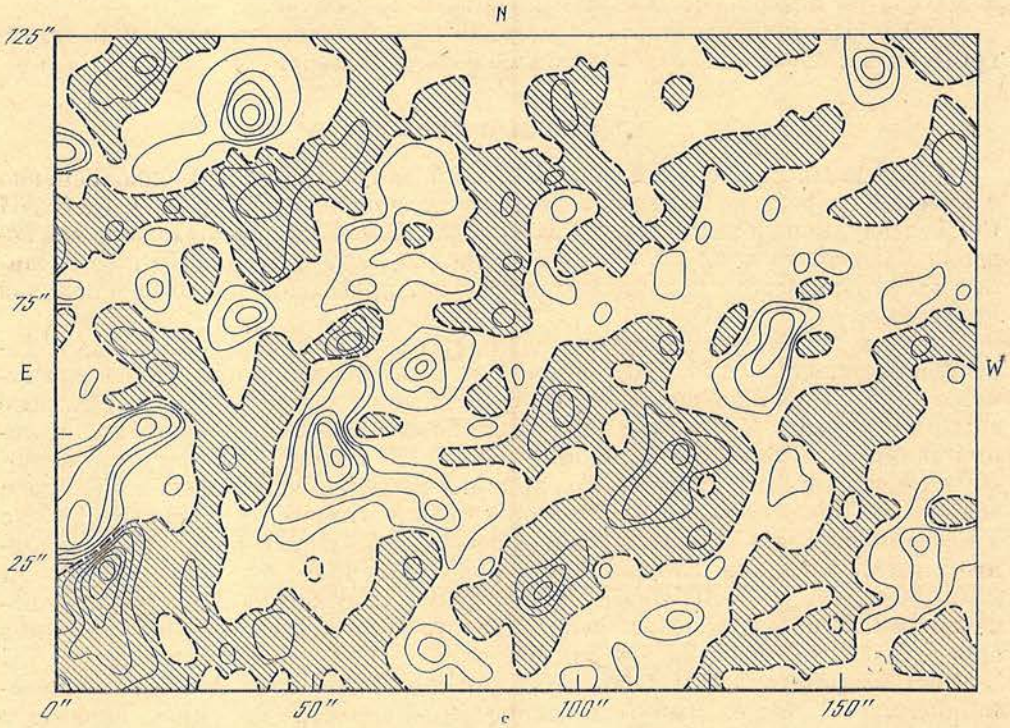


Рис. 1. Фрагмент карты невозмущенного участка Солнца 24.09 1975 г., построенной по наблюдениям продольной составляющей магнитного поля

Штриховой линией проведена линия раздела полярностей; заштрихованы области северной полярности магнитного поля; изолинии проведены через 4 Гс

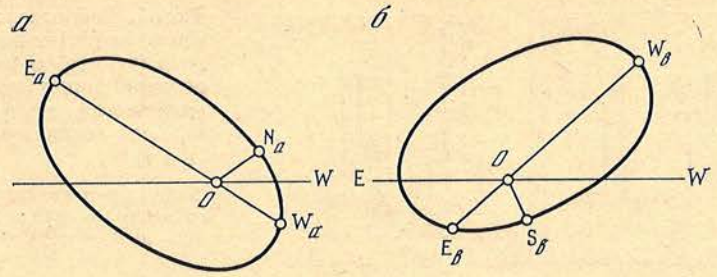


Рис. 2. Схематическое представление структуры элемента магнитного поля (*а* или *б*)

EW — линия экватора. Точкой O обозначено положение максимальной величины напряженности поля, овальной замкнутой линией — изогаусса с $H_{\parallel} = 4$ Гс

5) расстояние от точки с максимальным значением $H_{\parallel}$ до изолинии 4 Гс, а также до изолинии 8 Гс в направлении на север, юг, восток и запад соответственно, т. е. r_{ON}, r_{OS}, r_{OE} и r_{OW}.

Выбор граничной величины напряженности продольного магнитного поля $H_{\parallel} = 4$ Гс определен, во-первых, тем, что она заметно превышала величину шума, а во-вторых, она в подавляющем большинстве случаев охватывала только один максимум поля. Длины r радиус-вектора не исправлялись за эффект проекции.

Результаты измерений азимутов радиус-вектора **r** представлены в виде гистограмм на рис. 3 отдельно по каждому дню наблюдений. Здесь взяты только одиночные элементы, т. е. те, для которых изолиния $H_{\parallel} = 4$ Гс охватывала только один максимум напряженности поля. Верхние гистограммы рис. 3 относятся к направлениям наиболее быстрого спада поля. Это направления наименьших величин r. Из этих распределений мы видим, что наиболее часто встречаются элементы, минимальный размер r которых приходится на азимуты 90° и 270°, и совсем мало их при значениях азимутов 0° и 180°. Это означает, что чаще всего размеры r в элементах минимальные в направлении север — юг. Наиболее медленный спад поля у подавляющего большинства элементов происходит в направлении преимущественно на восток или на запад (180° или 0° на нижних гистограммах рис. 3). И только у небольшого процента элементов поле спадает наиболее медленно в направлении север — юг. Из распределений рис. 3 следует, что изолиния $H_{\parallel} = 4$ Гс элементов общего магнитного поля Солнца вытянута. Ее большая ось наиболее часто совпадает с направлением восток — запад, а малая ось — с направлением север — юг.

Таблица 1

Размер r	Диапазон углов	24.09 1975 г.		01.10 1975 г.	
		Число элементов, %		Число элементов, %	
		N-полярность	S-полярность	N-полярность	S-полярность
Минимальный	0–360°	51,4	48,6	62,9	37,1
	0–180°	32,4	32,4	30,6	17,7
	180–360°	19,0	16,2	32,3	19,4
Максимальный	90–270°	32,4	28,6	38,7	24,2
	270–90°	19,0	20,0	24,2	12,9

Распределение элементов поля на гистограммах рис. 3 одинаково для обеих полярностей. Это поясняет табл. 1, первый столбец которой характеризует размер r (минимальный или максимальный), второй — диапазон углов, т. е. азимутов, в третьем и пятом приведен процент (от общего числа) элементов поля с N-полярностью, а в четвертом и шестом — процент элементов поля с S-полярностью.

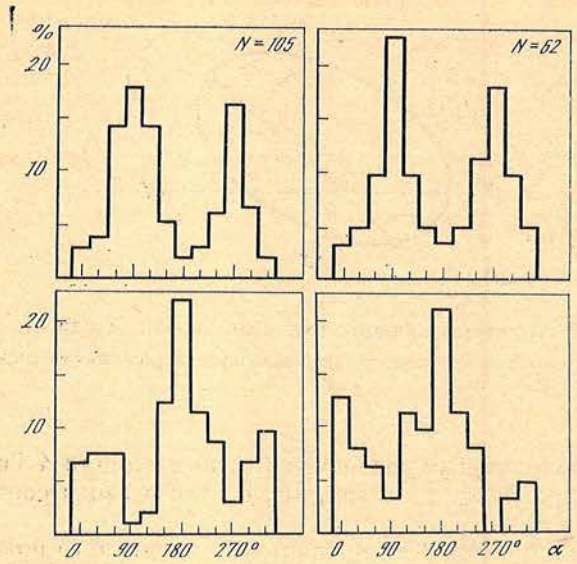


Рис. 3. Распределение элементов по азимутам наиболее быстрого (вверху) и наиболее медленного (внизу) падения напряженности поля от максимальной величины до $H_{\parallel} = 4$ Гс

Слева гистограммы относятся к наблюдениям 24.09 1975 г., справа — к 01.10 1975 г.

Для каждого элемента были вычислены отношения r_{ON}/r_{OE}, r_{OS}/r_{OE} и r_{OW}/r_{OE} размеров от места с $H_{\parallel max}$ до изолинии с $H_{\parallel} = 4$ Гс и отдельно до изолинии с $H_{\parallel} = 8$ Гс. В каждом случае для расстояний, соответствующих границе элемента при $H_{\parallel} = 4$ Гс и при $H_{\parallel} = 8$ Гс, за единицу принималось свое значение r_{OE}. По данным измерений были построены гистограммы распределения элементов по относительным расстояниям и из них определены наиболее вероятные значения $(r_{ON}/r_{OE})_н$, $(r_{OS}/r_{OE})_н$ и $(r_{OW}/r_{OE})_н$ для каждого дня наблюдений в отдельности. Затем из двух значений было взято среднее. Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Таблица 2

$H_{\parallel}$ граничное, Гс	$(r_{ON}/r_{OE})_н$	$(r_{OS}/r_{OE})_н$	$(r_{OW}/r_{OE})_н$
4	0,71	0,76	0,73
8	0,70	0,74	0,91

Мы видим, что когда граница элемента взята на изолинии $H_{\parallel} = 4$ Гс, наиболее вероятные размеры в направлениях на север, юг и запад примерно одинаковы и приблизительно в среднем составляют 0,73 от расстояния в восточном направлении $(r_{OE})_н$. Когда граница элемента взята на изолинии $H_{\parallel} = 8$ Гс, наиболее вероятные значения расстояний в северном (O — N) и южном (O — S) направлениях тоже примерно одинаковы и составляют 0,72 от $(r_{OE})_н$. В то же время расстояние $(r_{OW})_н$ для изолинии $H_{\parallel} = 8$ Гс заметно больше, чем в северном (O — N) или южном (O — S) направлениях и близко к значению $(r_{OE})_н$. Соотношение между расстояниями в северном и южном направлениях, как следует из табл. 2, не зависит от того, какая изолиния (4 или 8 Гс) принимается за граничную. Однако при переходе от граничной изолинии 4 Гс к изолинии 8 Гс размеры $(r_{OW})_н$ в западном направлении приближаются к размерам $(r_{OE})_н$ в восточном направлении.

Выявленная особенность дает основание заподозрить, что магнитные элементы общего поля вытянуты в направлении восток — запад. Причем при слабых полях, соответствующих периферийной напряженности $H_{\parallel} = 4$ Гс в элементе, вытянутость эта к западу от точки с $H_{\parallel max}$ меньше, чем к востоку.

Крайне важно было убедиться в реальности этих результатов. Поэтому в 1985 г. были поставлены наблюдения по специальной программе. Мы приводим здесь результаты обработки двух дней наблюдений: 13 и 16.08. Наблюдения были проведены с входной щелью спектрографа $1 \times 1''$ в линии Fe I λ5250, 2 Å и при таком же положении щелей фотометра, что и в 1975 г. Размер участка в этом случае составлял $150 \times 150''$ и находился вблизи центра солнечного диска. Каждый из участков сканировался дважды. Один раз изображение Солнца с помощью системы фотогида [13] перемеща-

лось вдоль линии экватора (W ↔ E). Во втором случае изображение Солнца двигалось в направлении, повернутом на 90° по отношению к первому направлению сканирования, т. е. в направлении (N ↔ S). В обоих случаях регистрация сигналов продольного магнитного поля проводилась при прямом и обратном сканировании. Скорость сканирования и в прямом, и в обратном направлении составляла 2″/с при постоянной времени канала записи поля, равной 1ˢ. Расстояние между центрами соседних разрезов было выбрано 2″.

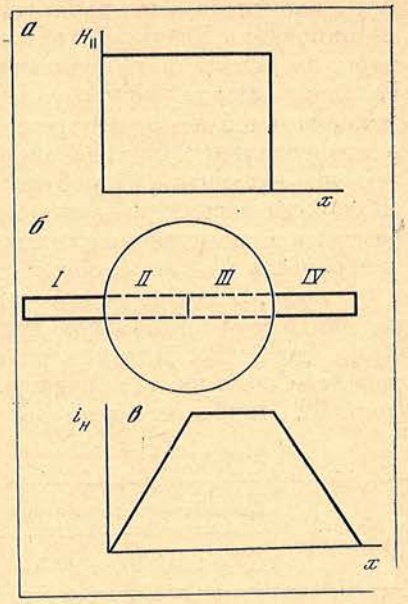


Рис. 4. Схема влияния размера щели спектрографа на форму сигнала поля (пояснения в тексте)

Щель спектрографа размером 1×1″ была взята не случайно. Выясним влияние размера щели спектрографа на форму сигнала поля. Ради простоты допускаем, что элемент магнитного поля имеет круглую форму. Напряженность поля на границе его скачком меняется от нуля до некоторой величины и внутри элемента остается постоянной (рис. 4, *а*). При сканировании в некоторый момент времени пусть изображение элемента касается щели спектрографа с внешней стороны (рис. 4, *б*, положение щели I). В этом случае сигнал магнитографа i_H (рис. 4, *в*) еще равен нулю из-за того, что равен нулю и магнитный поток на щели спектрографа. По мере увеличения магнитного потока на щели (при сканировании) растет и сигнал поля. Достигнув наибольшего значения (например, положения щели II и III), сигнал поля убывает до нуля по мере ухода магнитного элемента со щели спектрографа (положение щели IV). Таким образом, мы видим (рис. 4), что вдоль линии сканирования размер элемента растягивается на величину размера щели, взятого вдоль линии сканирования. Чтобы растягивание элементов было одинаковым при сканировании во взаимно перпендикулярных направлениях (W ↔ E и N ↔ S), а обе регистрации стали равноценными, и форма щели спектрографа должна быть квадратной. Мы видим, что и положение максимума сигнала поля сдвинуто относительно истинного положения максимума поля. Однако этот эффект для нас не существен.

Положение максимума каждого элемента в наблюдениях 1985 г. мы находили непосредственно по записям на ленте. Были взяты все одиночные (изолированные) элементы, максимальная напряженность которых $H_{\parallel\max} \geqslant 15$ Гс. По тому скану, на котором было $H_{\parallel\max}$ элемента, мы определяли по ленте расстояния между положением $H_{\parallel\max}$ и $H_{\parallel} = 4$ Гс и отдельно между $H_{\parallel\max}$ и $H_{\parallel} = 8$ Гс. Расстояние к востоку (r_{OE}) и к западу (r_{OW}) от $H_{\parallel\max}$ определялось по записям при сканировании в направлении W ↔ E. Аналогично по записям со сканированием в направлении N ↔ S определялось расстояние между $H_{\parallel\max}$ и $H_{\parallel} = 4$ Гс к северу (r_{ON}) и к югу (r_{OS}) от $H_{\parallel\max}$.

Максимальные значения в элементах поля приходились примерно одинаково часто на сканы как в прямом, так и в обратном направлениях. Результаты измерений при прямом и обратном сканировании оказались очень близкими и для наблюдений при сканировании вдоль W ↔ E, и для наблюдений со сканированием вдоль N ↔ S. Поскольку и для разных дней наблюдений результаты обработки не показали принципиальных различий, мы сочли возможным объединить измерения наблюдений за оба дня для сканирований вдоль W ↔ E и отдельно вдоль N ↔ S.

На рис. 5 представлены размеры элементов в зависимости от максимальной напряженности поля в элементе $H_{\parallel\max}$. Точками нанесены размеры элементов в направлении восток — запад r_{EW}, измеренные непосредственно на регистрограммах продольного поля при сканировании наблюдаемых участков солнечной поверхности вдоль линии восток—запад, крестиками — раз-

меры элементов в направлении север — юг r_{NS}, измеренные по записям при сканировании участков вдоль линии север — юг. Отчетливо видно, что размеры элементов в направлении восток — запад в среднем систематически больше размеров элементов в направлениие север — юг при той же величине максимальной напряженности поля. Несмотря на то что размеры элементов в ортогональных направлениях, вообще говоря, измерены не по одним и тем же элементам из наблюдений, разделенных к тому же по времени несколькими часами, зависимость между размером элемента и величиной максимальной напряженности магнитного поля в нем [15] позволяет считать зависимость на рис. 5 общей для всех элементов.

На рис. 5 можно видеть, что как при сканировании вдоль линии экватора, так и в ортогональном направлении большинство элементов оказалось с $H_{\parallel \max}$ до 60 Гс. Для них начиная от $H_{\parallel \max} = 15$ Гс построены гистограммы распределения числа элементов по размерам в направлении E ↔ W и N ↔ S (рис. 6). Наиболее вероятный размер элементов по изолинии $H_{\parallel} = 4$ Гс в направлении восток — запад составляет примерно 7″, в то время как в направлении север — юг — около 4″. Таким образом, и наблюдения 1985 г. показывают, что элементы общего магнитного поля вытянуты вдоль линии экватора, т. е. в направлении вращения Солнца.

Таблица 3

Число элементов	Направление сканирования	
	N → S	S → N
Полное	36 (53,7%)	31 (46,3%)
С $r_{ON} > r_{OS}$	18 (26,9%)	17 (25,3%)
С $r_{ON} < r_{OS}$	18 (26,9%)	14 (20,9%)

На рис. 7 показано распределение элементов по разности $r_{OE} - r_{OW}$ расстояний к востоку r_{OE} и к западу r_{OW} от положения максимальной напряженности до изолинии $H_{\parallel} = 4$ Гс. Распределение на рис. 7 асимметричное: 76% элементов показали положительную разность, и только 24% элементов — отрицательную разность. Наиболее вероятное различие в размерах r_{OE} и r_{OW} составляет примерно 1″, т. е. элементы поля вытянуты сильнее к востоку от точки с максимальной напряженностью, чем к западу.

При сканировании в прямом и обратном направлении все погрешности входят одинаково, и это позволяет контролировать влияние инструментальных погрешностей и постоянной времени на искажение сигналов при регистрации магнитного поля в элементах. Подтверждением этому являются результаты, приведенные в табл. 3, по размерам элементов в зависимости от направления сканирования при сканировании участков вдоль линии север — юг (N ↔ S). Максимальные значения напряженности поля в элементах попадали примерно одинаково часто как на сканы в прямом направлении N → S, так и на сканы в обратном направлении S ↔ N (строка 1 таблицы). При этом для каждого направления сканирования число элементов с превышением расстояния от границы со стороны направления сканирования до максимального значения $H_{\parallel}$ было очень близким числу элементов с превышением размера от максимальной напряженности до границы в направлении сканирования (см. столбцы 1 и 2). Данные табл. 3 свидетельствуют об отсутствии ощутимого влияния направления сканирования и постоянной времени на асимметрию регистрируемого сигнала магнитного поля элемента.

Распределение числа элементов по разности $r_{OE} - r_{OW}$ расстояний к востоку r_{OE} и к западу r_{OW} от места с $H_{\parallel \max}$ до уровня $H_{\parallel} = 8$ Гс, приведено на рис. 8. Оно в отличие от распределения на рис. 7 не показывает заметной асимметрии. Это означает, что в направлении восток — запад элементы поля при $H_{\parallel} \geqslant 8$ Гс становятся симметричными относительно точки $H_{\parallel \max}$.

Таким образом, на основании двух серий наблюдений в 1975 и 1985 гг. мы приходим к выводу, что элементы общего магнитного поля Солнца представляют собой образования на солнечной поверхности, вытянутые вдоль линии восток—запад (вдоль линии вращения Солнца). Элементы поля вытянуты сильнее к востоку от места с максимальной напряженностью, чем к западу, при граничном $H_{\parallel} = 4$ Гс. В то же время для граничного значения $H_{\parallel} = 8$ Гс элементы в направлении восток—запад практически симметричны относительно положения максимума поля (см. рис. 8).

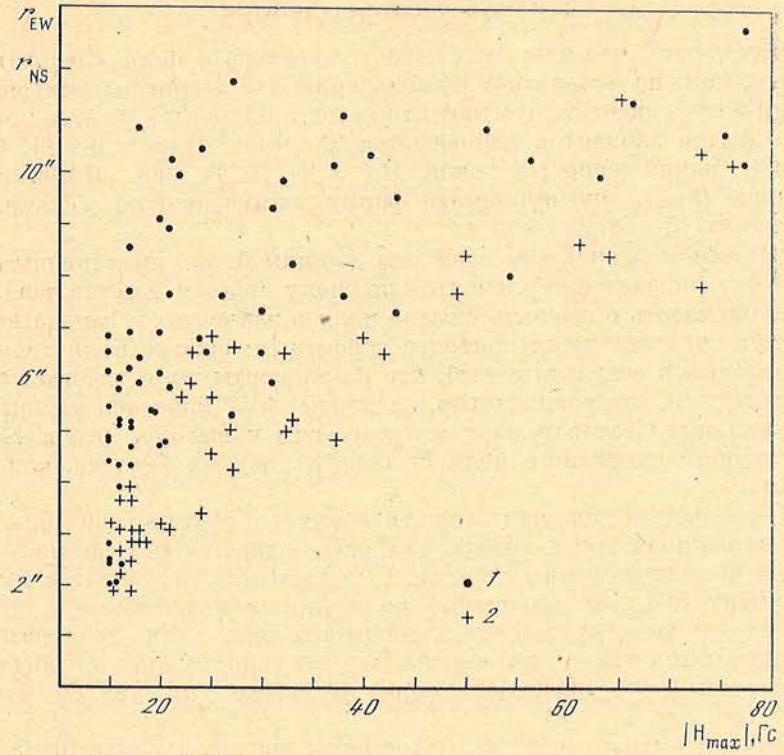


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость размера элементов от максимальной напряженности поля в элементе $|H_{\parallel\,max}|$

1 — размеры в направлении восток — запад,

2 — в направлении север — юг;

$N = 67$

Рис. 6. Распределения числа элементов по их размерам в направлении восток—запад (*а*) и север—юг (*б*)

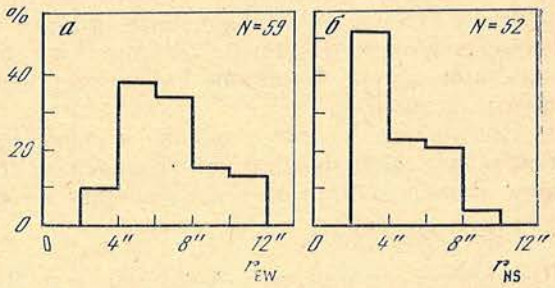


Рис. 6

Рис. 7. Распределение числа элементов по разности $r_{OE} - r_{OW}$ расстояний от максимальной напряженности в элементе до восточной и западной границ элемента на уровне $H_{\parallel} = 4$ Гс

Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для граничного значения $H_{\parallel} = 8$ Гс

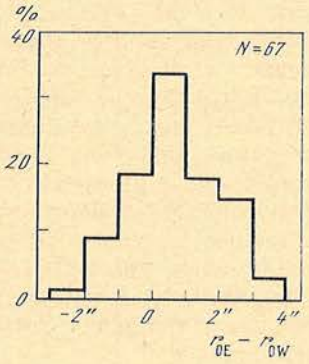


Рис. 7

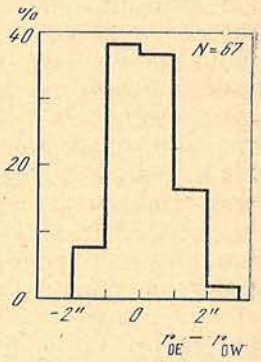


Рис. 8

3. Обсуждение результатов

Итак, мы видим, что элементы общего магнитного поля вытянуты вдоль линии вращения, но в западном направлении они вытянуты меньше, чем в восточном. А это означает, что магнитные поля элементов сжаты с западной стороны. Сжатие элементов наблюдается в местах слабых полей. Области элементов с напряженностью поля $H_{\parallel} = 8 \div 10$ Гс не деформируются: относительно $H_{\parallel \max}$ они принимают форму, симметричную в направлении восток — запад $(r_{OW}/r_{OE})_{н} \to 1$.

При свободном равновесии элементы должны быть симметричными. Равновероятное распределение элементов по знаку поля и данные табл. 1 исключают возможность объяснить сжатие поля в элементах с запада наклоном петель. Нам представляется наиболее вероятным: сжатие поля элементов с запада возможно в результате того, что на элементы поля набегает с запада поток плазмы или, что равносильно, элементы поля движутся на запад относительно плазмы. Следовательно, мы приходим к выводу, что в фотосфере элементы общего магнитного поля Солнца вращаются быстрее, чем солнечная плазма.

Из [17] следует, что скорость вращения пятен и крупномасштабных структур магнитного поля выше, нежели скорость вращения фотосферной плазмы, измеренной по доплеровским сдвигам. С учетом этих результатов мы приходим к заключению, что магнитные поля (крупномасштабные и мелкомасштабные на уровне структурных элементов общего поля) вращаются быстрее, чем плазма на уровне фотосферы. Это, очевидно, отражает общую закономерность вращения магнитных полей и плазмы на уровне фотосферы Солнца.

Как мы видели (см. табл. 2), деформация магнитных элементов доходит до расстояний, где напряженность магнитного поля достигает величины 8—10 Гс (элементы, ограниченные такими значениями напряженности поля, становятся симметричными в направлении восток—запад). Этот факт мы учли при оценке величины скорости потока плазмы, набегающего на магнитные элементы.

Предполагаем, что в потоке плазмы магнитное поле отсутствует и что давление плазмы на магнитных поверхностях трубки такое же, как в потоке плазмы. При таких допущениях из интеграла Бернулли следует

$$^1/_2 \rho V^2 \simeq H^2/8\pi.$$

При плотности плазмы в фотосфере $\rho \simeq 2 \cdot 10^{-7}$ г/см^3 и при $H \simeq 8 \div 10$ Гс (следует из наших результатов по сжатию поля в магнитных элементах) находим, что скорость плазмы, а точнее, скорость движения магнитных трубок относительно плазмы $V \simeq 50 \div 60$ м/с. Скорость вращения Солнца в фотосфере по данным измерений доплеровских сдвигов в экваториальной зоне равна приблизительно 2 км/с [17, 18]. Отсюда следует, что найденная нами скорость вращения магнитных элементов на 2,5—3% превышает скорость вращения Солнца, измеренную по доплеровским сдвигам в фотосфере. Скорость вращения экваториальных зон Солнца, измеренная по доплеровским сдвигам H_{α}, тоже превышает примерно на 3% измеренную по доплеровским сдвигам в фотосфере скорость вращения тех же зон [19]. Совпадение скорости вращения магнитных элементов в фотосфере со скоростью вращения плазмы в хромосфере (наблюдения в H_{α} [19]) может означать, что магнитные поля, пронизывающие фотосферу и выходящие в верхние слои, в хромосферу, полностью определяют вращение хромосферной плазмы. На уровне фотосферы этого не происходит.

За сравнительно короткое время силы трения должны были бы привести к выравниванию скоростей вращения магнитного поля и плазмы в фотосфере. Поскольку этого не наблюдается, это означает, что имеется эффективный механизм торможения (потери скорости) фотосферной плазмы, возможно, вследствие конвекции.

Вытянутость элементов в направлении восток—запад может быть связана с наклоном магнитных трубок к солнечной поверхности, а также и с

обтеканием их плазмой. Обтекание плазмой магнитных петель должно способствовать их ориентации вдоль потока, т. е. в направлении восток—запад — подобной ориентации групп пятен.

В заключение приносим благодарность А. Б. Северному за обсуждение работы и Н. И. Райковой за помощь в обработке данных наблюдений и подготовку рисунков к печати.

Октябрь 1985 г.

Литература

1. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1966, т. 35, с. 97—138.
2. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1968, т. 38, с. 3—51.
3. *Гопасюк С. И., Северный А. Б.*— Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, № 2, с. 120—124.
4. *Semel M.*— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 97, N 1, p. 75—78.
5. *Лозицкий В. Г.*— Phys. Solariterr. Potsdam, 1980, N 14, p. 88—94.
6. *Harvey J.* Highlights of Astronom/Ed. E. A. Müller. Dordrecht: Reidel Publ. Co., 1977, vol. 4, pt. II, p. 223—239.
7. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз обс., 1985, т. 72, с. 159—171.
8. *Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Solar Phys., 1973, vol. 31, N 2, p. 307—316.
9. *Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1973, vol. 32, N 1, p. 41—63.
10. *Гопасюк С. И.*— Phys. Solariterr. Potsdam, 1980, N 14, p. 69—76.
11. *Стенфло Дж. О.* Проблемы солнечной активности. М.: Мир, 1979, с. 75—120.
12. *Северный А. Б.*— Астрон. журн., 1966, т. 43, вып. 3, с. 465—479.
13. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 56, с. 181—188.
14. *Гопасюк С. И., Демкина Л. Б.*— Солнечные данные, 1985, № 11, с. 61—68.
15. *Гопасюк С. И., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 49, с. 3—14.
16. *Wilcox J. M., Howard R.*— Solar Phys., 1970, vol. 13, N 2, p. 251—260.
17. *Howard R., Harvey J.*— Solar Phys., 1970, vol. 12, N 1, p. 23—51.
18. *Sherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L.*— Astrophys. J., 1980, vol. 241, N 2, pt. 1, p. 811—819.
19. *Livingston W., Duvall T. L.*— Solar Phys., 1979, vol. 61, N 2, p. 219—231.

УДК 523.98

СИСТЕМА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ И СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

В. И. Абраменко, С. И. Гопасюк

Проведено изучение структуры магнитного поля двух активных областей методом сравнения данных наблюдений вектора магнитного поля с данными расчетов его в потенциальной модели. Расчеты потенциальной структуры поля основаны на решении краевой задачи Неймана для уравнения Лапласа с использованием наблюдаемого значения H_z в фотосфере как граничного условия.

На основании исследований выявлен глобальный распределенный по всей площади активной области замкнутый электрический ток. Он направлен вверх в лидирующей части активной области и замыкается через хромосферу и корону в ее хвостовой части. Глобальный ток составляет по величине примерно $2\cdot10^{12}$ А. На него налагается система локальных мелкомасштабных токовых структур.

Наблюдаемое магнитное поле по напряженности превышает потенциальное только в центральных частях холмов поперечного поля с максимальной напряженностью $H_{\perp\,\max} \gtrsim 200$ Гс. Эта особенность наблюдаемого магнитного поля связана с наличием локальных электрических токов.

В подавляющей по площади части активной области потенциальное поле более наклонно по сравнению с наблюдаемым. Более вертикальная структура наблюдаемого поля обусловлена частично силой Ампера глобального тока и частично силой давления плазмы.

Запас энергии магнитного поля глобального тока составляет 10^{32} эрг, что соответствует энергии самой мощной вспышки.

A SYSTEM OF ELECTRIC CURRENTS AND MAGNETIC FIELD STRUCTURE IN THE ACTIVE REGION, by *V. I. Abramenko, S. I. Gopasyuk*.— Magnetic field structure of two active regions has been studied by comparing the observed magnetic field vector with the computed one in the frames of a potential model. The computations of a potential structure of the field are based on the solution of Neumann boundary value problem for Laplace equation using the observed H_z value in the photosphere as a boundary condition.

The investigation permitted to reveal the existence of a global electric current distributed over the whole area of the active region. It is directed upward in the leading part of the active regionand takes the path through the chromosphere and corona into the following part. The value of the global current is approximately $2 \cdot 10^{12}$ A. A system of local small-scale current structures are superimposed over the global current.

The observed magnetic field exceeds potential in strength only in the central parts of transverse magnetic field humps with the maximum strength $H_{\perp \max} \gtrsim 200$ Gs. Such a peculiarity of the observed magnetic field is connected with the presence of local electric currents.

In the overwhelming area of the active region the potential field is more oblique than the observed one. More vertical structure of the observed field is determined partly by the Ampere force of the global current and, to some extent, by plasma pressure.

A store of energy of the global current magnetic field is 10^{32} erg, that corresponds to the energy of the most powerful flare.

1. Введение

Надежные сведения о магнитных полях активной области относятся пока что только к данным наблюдений в фотосфере. Для получения информации о структуре и напряженности поля в более высоких слоях Солнца широко применяются модельные расчеты [1]. Наиболее простыми являются потенциальные модели. Они основаны на решении краевой задачи Неймана для уравнения Лапласа с использованием наблюдаемого значения H_z в фотосфере как граничного условия [2]. Недавно [3, 4] модельные расчеты были применены и для изучения наблюдаемой структуры магнитного поля и электрических токов в активных областях. Такой подход расширил возможности исследований: в частности, он позволил получить указания на то, что электрические токи, приводящие к возмущению магнитного поля в фотосфере, текут в более высоких слоях солнечной атмосферы.

Здесь проведено изучение структуры магнитного поля и электрических токов в активных областях методом сравнения данных наблюдений вектора магнитного поля с данными его расчетов в потенциальной модели.

2. Метод расчета потенциальных моделей и анализ возможных ошибок

Для изучения мы взяли наблюдения для двух активных областей 22—24.10 1968 г. ($L \simeq -17° \div +12°$; $\varphi = +16°$) и 09—11.06 1969 г. ($L = -10° \div +17°$, $\varphi = -14°$) — всего шесть дней наблюдений. 23.10 1968 г. и 10.06 1969 г. активные области проходили через центральный меридиан. По каждой серии наблюдений все данные о векторе **H** исправлены за эффект проекции. Записи магнитного поля были проведены по линии Fe I λ5250, 2 Å на вектор-магнитографе КАО АН СССР в режиме одновременной регистрации всех компонент **H** [5]. Подробное описание материала наблюдений и метода его обработки содержится в [6, 7].

Для потенциального поля

$$\mathbf{H}_0 = \nabla\varphi, \tag{1}$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = 0, \tag{2}$$

где φ — некоторая скалярная функция координат. (Значок «0» относится к величинам **H** в потенциальной модели.)

Мы подбираем потенциал φ таким, чтобы в каждой точке плоскости Σ (уровень образования линии, в данном случае Fe I λ5250,2Å) нормальная

составляющая потенциального поля совпадала с вертикальной составляющей H_z наблюдаемого поля, т. е.

$$(\mathbf{n}\cdot\nabla\varphi) = H_n\,|_\Sigma = H_z. \tag{3}$$

Это достигается решением краевой задачи Неймана для уравнения Лапласа в полубесконечном пространстве над плоскостью Σ ($z \geqslant 0$). Необходимым и достаточным условием существования и единственности решения при естественном ограничении на функцию $\mathbf{H}$ ($|\mathbf{H}| \to 0$ быстрее, чем $1/r$ при $r \to \infty$) является равенство нулю интеграла

$$\iint\limits_{\Sigma} \mathbf{H}\cdot d\mathbf{\Sigma} = 0. \tag{4}$$

Решение представляется в виде потенциала простого слоя [8] и полностью определяется граничным условием (3), т. е. распределением H_z, взятым из наблюдений:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{1}{2\pi}\iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{H_z(\xi_1, \xi_2)}{\sqrt{(x-\xi_1)^2 + (y-\xi_2)^2 + z^2}}\, d\xi_1\, d\xi_2. \tag{5}$$

По потенциалу φ магнитного поля на основании выражения (1) можно вычислить поперечную составляющую $H_{0\perp}$ магнитного поля

$$H_{0\perp} = (H_{0x}^2 + H_{0y}^2)^{1/2}$$

в произвольной точке плоскости Σ и азимут проекции на Σ силовой линии, проходящей через эту точку:

$$\alpha_0 = \operatorname{arctg}(H_{0y}/H_{0x}). \tag{6}$$

Поперечные составляющие поля, вычисленные в потенциальной модели и наблюдаемые, могут различаться. Очевидно, что различие это обусловлено электрическими токами, протекающими как на самой поверхности Σ (на уровне наблюдений), так и в более высоких слоях.

Выявление реальных различий между наблюдаемыми величинами магнитного поля ($H_\perp$, α) и вычисленными в потенциальной модели ($H_{0\perp}$, α_0) требуют особенно детального выяснения источников и величин возможных ошибок. Оказывается, что при численном решении задачи Неймана основные источники ошибок связаны: 1) с заменой бесконечной плоскости Σ конечной и 2) с заменой интегрирования суммированием [9]. Ошибки первого вида незначительны. Ошибки, связанные со вторым допущением,— основные, и на практике применяются различные приемы [9], в том числе и разложение в ряд Фурье [10], чтобы уменьшить их значение. Еще один вид ошибок обусловлен тем, что в реальных условиях имеется разбаланс магнитных потоков по активной области в целом и условие (4) не выполняется. Для некоторых активных областей разбаланс может достигать 40% [11]. Для активной области 22—24.10 1968 г. разбаланс магнитных потоков составлял 19% и для активной области 09—11.06 1969 г. 31%. Влияние разбаланса магнитных потоков и перехода к области конечных размеров на точность определения напряженности поля $\mathbf{H}_0$ качественно можно проследить непосредственно из вида решения задачи Неймана (выражение (5)). Действительно, при определении φ в данной точке мы суммируем со своим весом вклад от всех магнитных зарядов, которые находятся в пределах площадки Σ. При этом мы пренебрегаем влиянием зарядов, оставшихся за ее пределами. Но, во-первых, эти заряды находятся далеко от данной точки, во-вторых, обычно это заряды малой величины. Они дают незначительный вклад в величину потенциала в данной точке.

Для того чтобы установить точность восстановления поля на основании решения задачи Неймана, нами были проведены численные эксперименты. Они включали и проверку влияния нарушения условия (4). Суть экспериментов заключалась в следующем. На некоторой поверхности задавалось расположение системы зарядов. По ним в каждой узловой точке сетки на

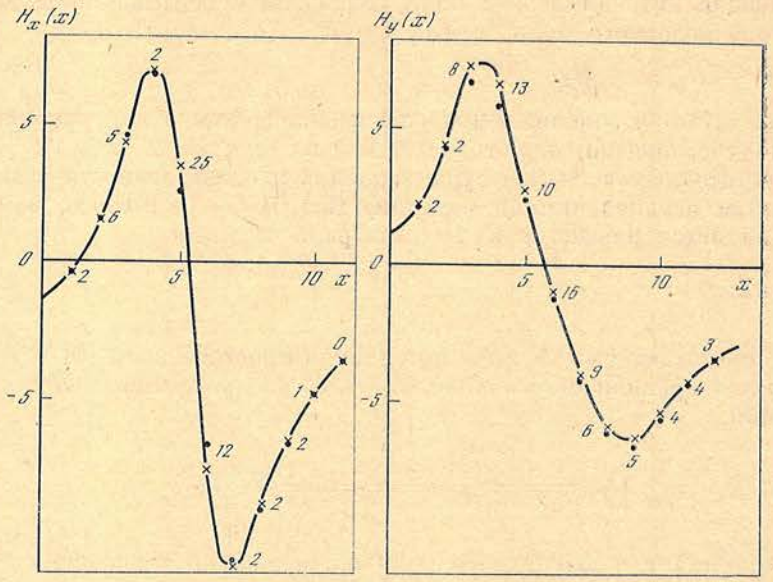


Рис. 1. Распределение напряженности магнитного поля H_x (x) и H_y (x) (в усл. ед.) вдоль оси x между нижними положительными единичными зарядами системы зарядов, приведенной на рис. 2

$H_{ф.п}$ нанесены крестиками, H_0 — точками. Цифрами вдоль кривых отмечены значения ошибки δ в процентах

поверхности были определены, исходя из выражения для потенциала, H_z, $H_{0\perp}$ и α_0. Затем по H_z-составляющей на основании решения задачи Неймана с учетом специальных методов, которые мы применяли в дальнейшем и к данным наблюдений (метод сглаживания функции Грина [9]), восстанавливались $H_{0\perp}$ и α_0. Подробный анализ этих результатов будет изложен отдельно. Здесь мы приводим только некоторые из них, чтобы показать величину возможных ошибок.

Не всегда уделялось достаточно внимания точности определения поперечных составляющих поля H_x и H_y методом решения задачи Неймана, а оказывается, что ошибки при замене интегрирования суммированием могут быть невероятно большими. Даже при применении специальных приемов [9] они могут достигать примерно 25% в местах сильного градиента поля (рис. 1). Там, где поле меняется довольно плавно и примерно так, как в наблюдаемых данных в активных областях, погрешность распределена довольно равномерно и не превосходит 5—6%. Погрешность δ для каждой из компонент H_x и H_y определялась по формуле

$$\delta = \frac{H_{ф.п} - H_0}{H_{ф.п}} \cdot 100\ (\%),$$

$H_{ф.п.}$ вычислены по формулам потенциала для точечных зарядов. H_0 определены на основании решения задачи Неймана. Для расчета погрешностей рассматривались модели из точечных единичных зарядов. Одна из них (модель из семи зарядов) приведена на рис. 2.

Точность определения азимутов поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ не ниже 3—4° (см. рис. 2). Исключения составляют: 1) отдельные участки границы площадки, 2) места сильных градиентов поля. В этих точках расхождения в определении азимута могут доходить до 10—12°. Неучет магнитных потоков, приводящих к нарушению условия (4), мало ухудшает точность определения $H_{0\perp}$ и α_0, главным образом на периферии площадки и только в тех местах, где поля слабые.

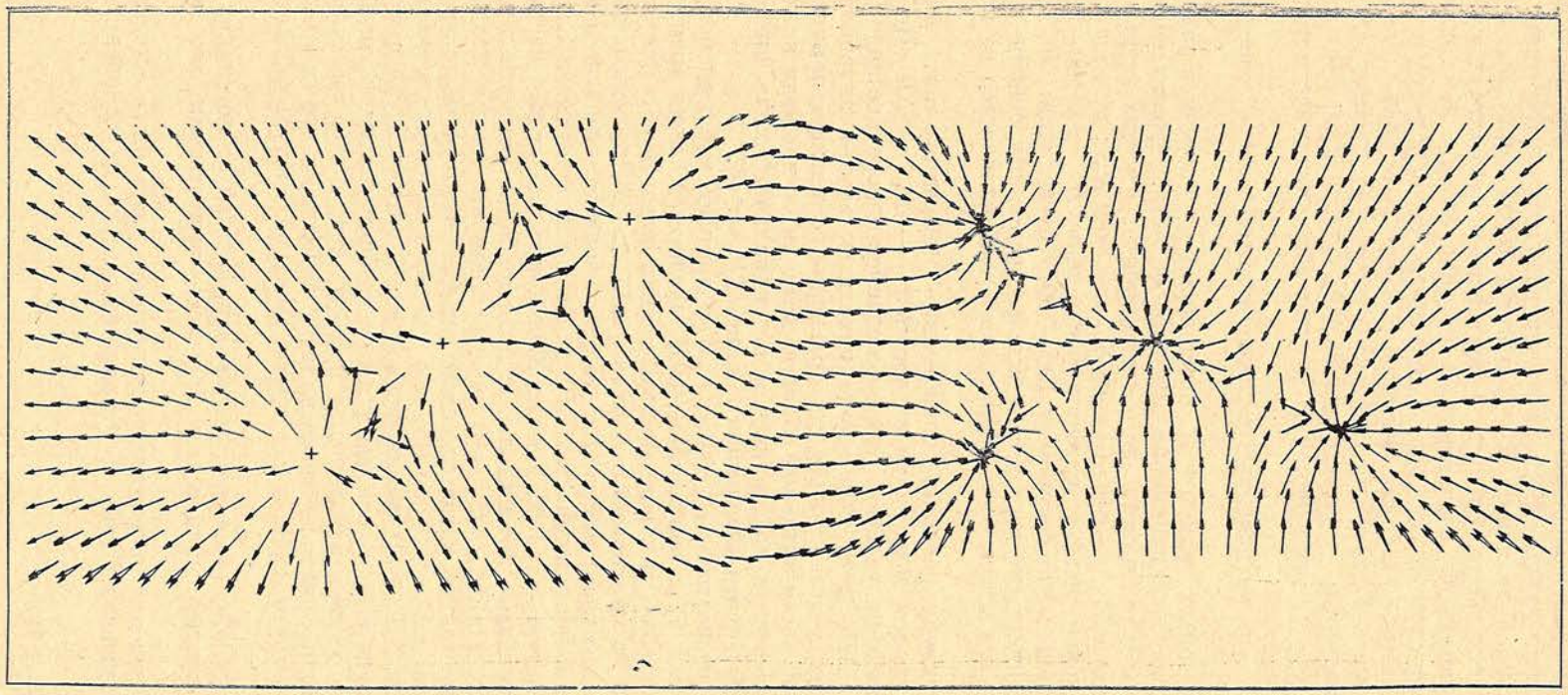


Рис. 2. Карта азимутов вектора поперечного поля в расчетной модели из семи единичных зарядов (три положительных, положение их отмечено крестиками, и четыре отрицательных)

Тонкие стрелочки — для поля $H_{ф.п}$, вычисленного по формулам для потенциала точечных зарядов. Жирные стрелочки — для поля H_0, найденного из решения задачи Неймана

3. Результаты

а) Различие модулей наблюдаемого и потенциального поперечного поля. На основании решения задачи Неймана мы провели по каждой серии наблюдений H_z вычисления величины $H_{0\perp}$ и азимута α_0 вектора поперечного магнитного поля в фотосфере. На рис. 3 приведены карты структуры вертикальной H_z-составляющей магнитного поля (рис. 3, *а*), наблюдаемого поперечного магнитного поля $H_\perp$ (рис. 3, *б*) и поля, вычисленного в потенциальной модели $H_{0\perp}$ (рис. 3, *в*) для активной области 23.10.1968 г. Две рассматриваемые активные области имели разную структуру магнитного поля и находились на различных стадиях развития. По каждой паре карт структуры наблюдаемой $H_\perp$ и вычисленной $H_{0\perp}$ четко выступают две характерные особенности.

1) Поперечные поля, вычисленные в потенциальной модели, менее мелкоструктурны.

2) При одной и той же величине H_z потенциальное поперечное поле $H_{0\perp}$ намного медленнее спадает к периферии активной области. Наблюдаемое $H_\perp$ более компактно, чем если бы оно было потенциальным: в местах очень сильных полей наблюдаемое $H_\perp$ на 500—1000 Гс больше, чем $H_{0\perp}$; в то же время на периферии активной области потенциальное поле $H_{0\perp}$ на 100—200 Гс превышает наблюдаемое. Это составляет 100—200% от величины $H_\perp$. Данное различие выходит далеко за пределы всяких возможных ошибок и, несомненно, является реальным, т. е. наблюдаемое поле отличается от потенциального.

Детальную структуру различия поперечного магнитного поля, наблюдаемого и потенциального, дают карты разностей $H_\perp - H_{0\perp} = \Delta H_\perp$ (рис. 4). Мы видим, что имеются участки, где наблюдаемое поперечное поле больше потенциального $\Delta H_\perp > 0$. Они всегда находятся внутри активной области. Размеры этих участков малы по сравнению с размерами активной области. В остальной части активной области, которая по площади является доминирующей, поперечная составляющая потенциального поля превосходит величину наблюдаемого поперечного поля ($\Delta H_\perp < 0$).

Сравнение карт разностей $\Delta H_\perp$ (см. рис. 4) с картами наблюдаемого поперечного $H_\perp$ (рис. 3, *б*) и вертикального H_z магнитного поля (рис. 3, *а*) показывает, что все области с локальными максимумами $H_\perp$ с напряженностью не ниже 200 Гс приходятся на места с $\Delta H_\perp > 0$. Другими словами, это означает, что в центральных частях холмов наблюдаемого поперечного поля с максимальной напряженностью $H_\perp \gtrsim 200$ Гс поперечные наблюдаемые поля больше потенциальных, а в остальной, преобладающей части активной области поперечные потенциальные поля по напряженности превосходят наблюдаемые. Линия $\Delta H_\perp = 0$ иногда повторяет точно изолинию 200 Гс. Но чаще она только касается ее и охватывает холм поля по уровню большей напряженности. Это означает, что, за исключением центральных областей холмов, где $\Delta H_\perp > 0$, наблюдаемое поле в активной области убывает с высотой медленнее по сравнению с полем потенциальным. В самих же центральных частях холмов наблюдаемое поле убывает с высотой быстрее. Линии раздела полярностей магнитного поля H_z довольно часто (в 40—50% случаев в зависимости от активной области) проходят внутри областей с $H_\perp > 0$.

Отличие наблюдаемой поперечной составляющей поля от потенциальной поперечной составляющей является индикатором присутствия электрических токов.

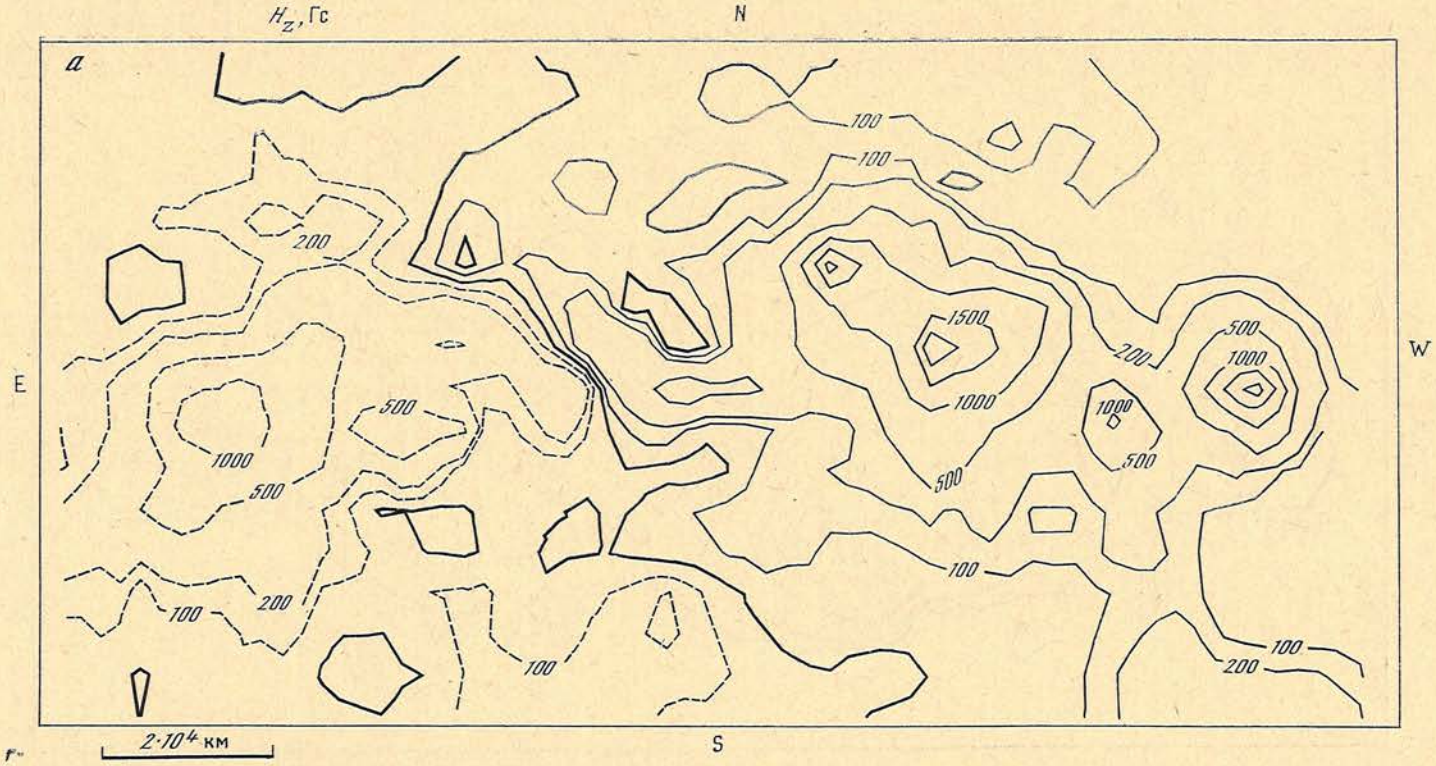
По данным наблюдений поперечного магнитного поля были вычислены вертикальные электрические токи. Токи рассчитывались на основании выражения

$$I_z = \int \mathbf{j}\,d\mathbf{s} = \frac{c}{4\pi} \oint \mathbf{H}\,d\mathbf{r}, \tag{7}$$

связывающего величину тока с циркуляцией вектора магнитного поля по замкнутому контуру. Результаты расчетов были проверены на численных

Рис. 3. Карты распределений компонент вектора магнитного поля активной области 23.10 1968 г.

Линии одинаковой напряженности вертикальной и поперечной компонент поля проведены через 100, 200, 500, 1000, 1500, 2000 Гс



а — H_z — вертикальная компонента; изогауссы N-поля проведены штриховыми линиями, S-поля — сплошными; граница раздела полярностей выделена жирной сплошной линией

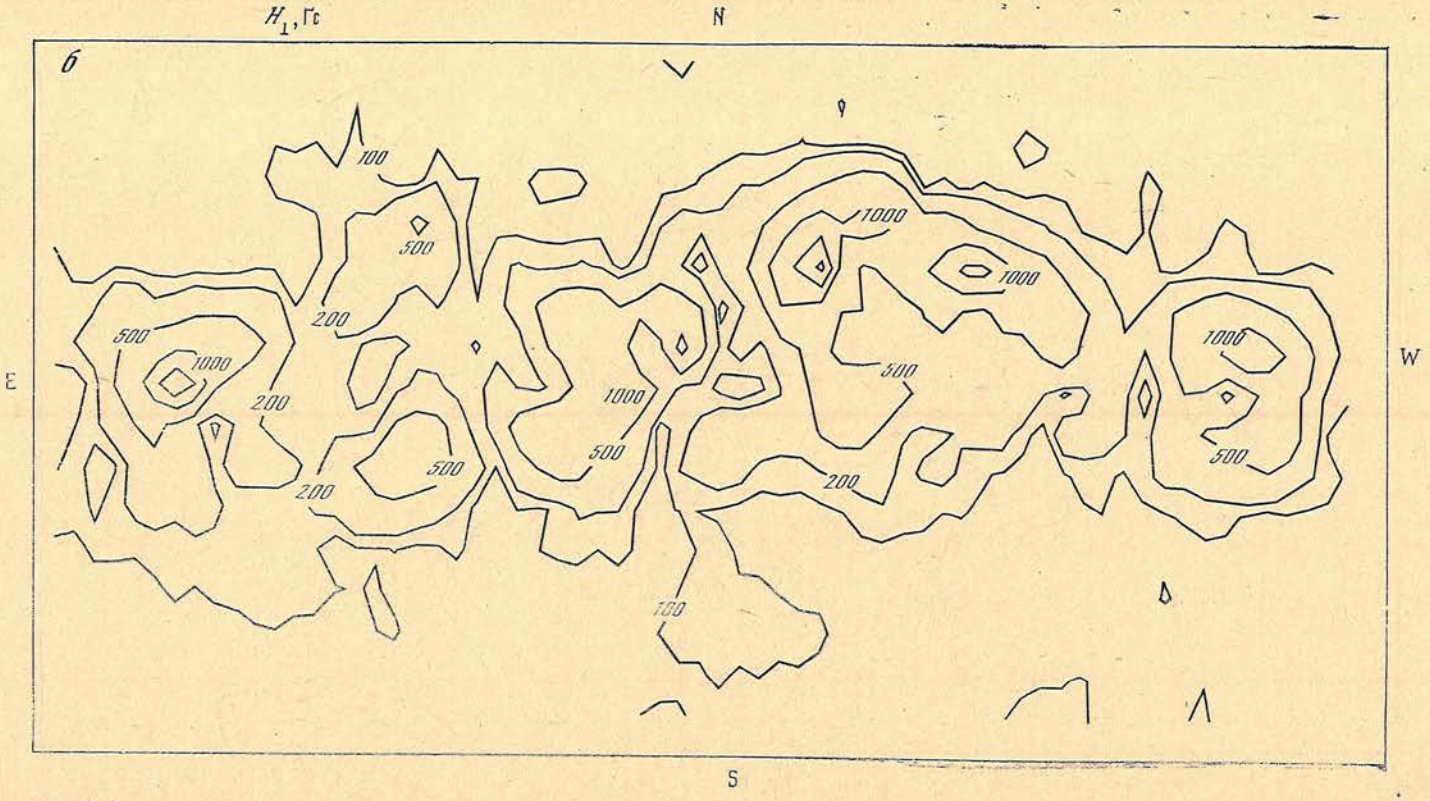


Рис. 3 (продолжение)

б — $H_\perp$ — поперечная составляющая, вычисленная по данным наблюдений

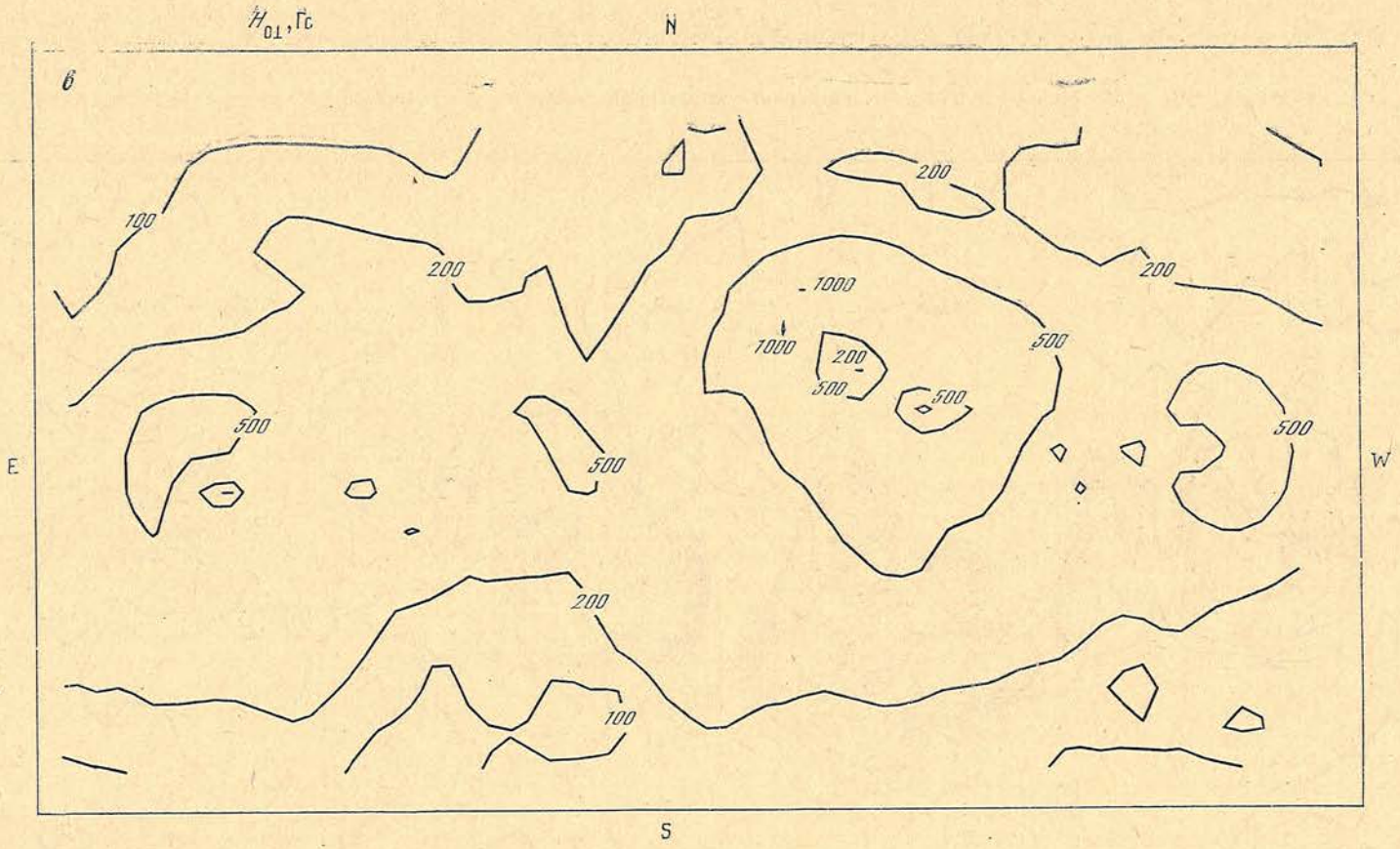


Рис. 3 (окончание)

в — $H_{0\perp}$ — поперечная составляющая поля, полученная на основании решения задачи Неймана (в потенциальной модели)

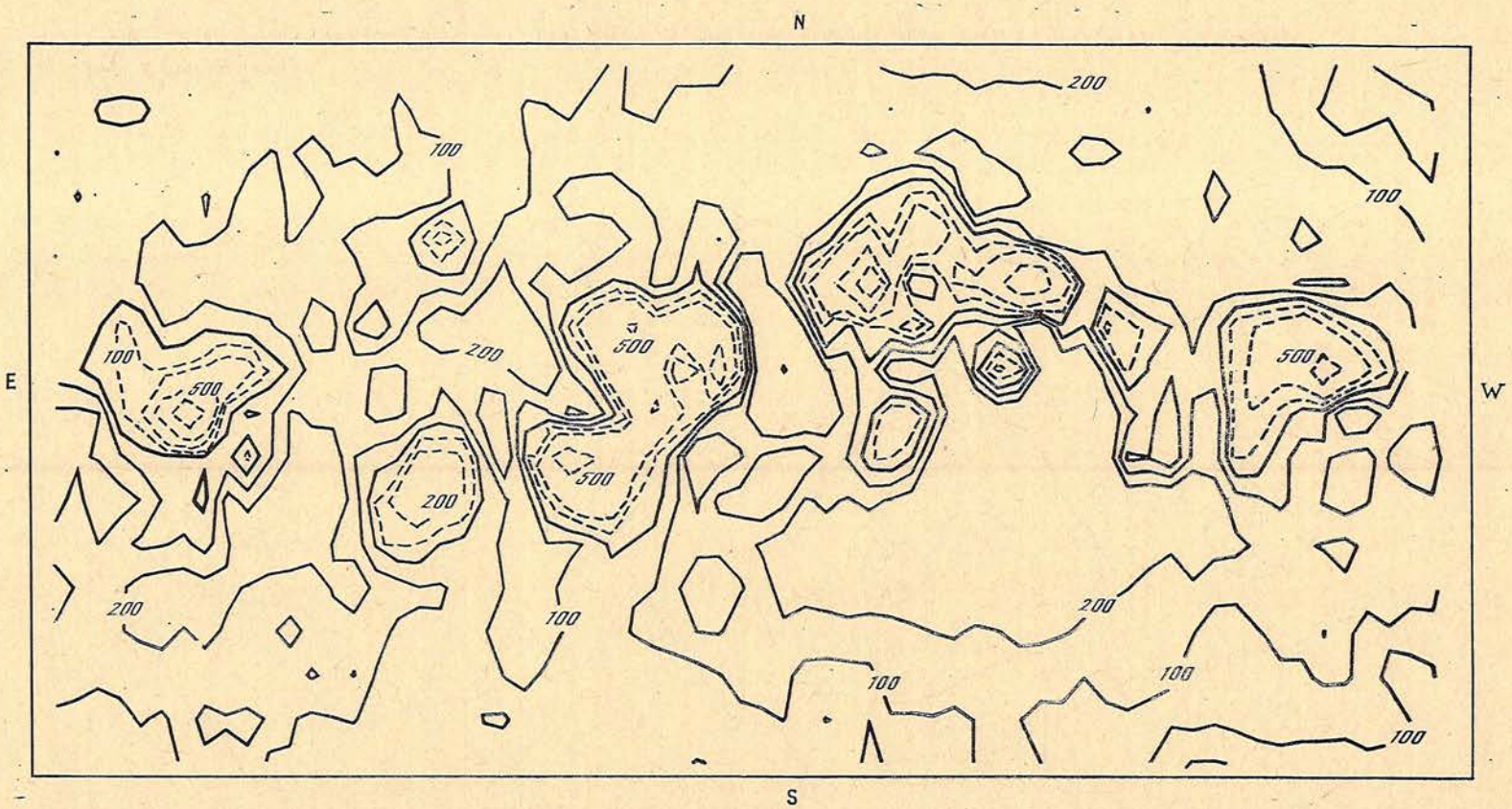


Рис. 4. Карта разностей (в Гс) наблюдаемого $H_{\perp}$ и вычисленного в потенциальной модели поперечного поля $H_{0\perp}$ (карты рис. 3, *б* и *в*), 23.10 1968 г.

Положительные значения $\Delta H_{\perp}$ проведены штриховой линией, отрицательные — сплошной. Уровень нулевых значений выделен жирной сплошной линией. Линии одинаковой напряженности $\Delta H_{\perp}$ проведены так же, как и на рис. 3

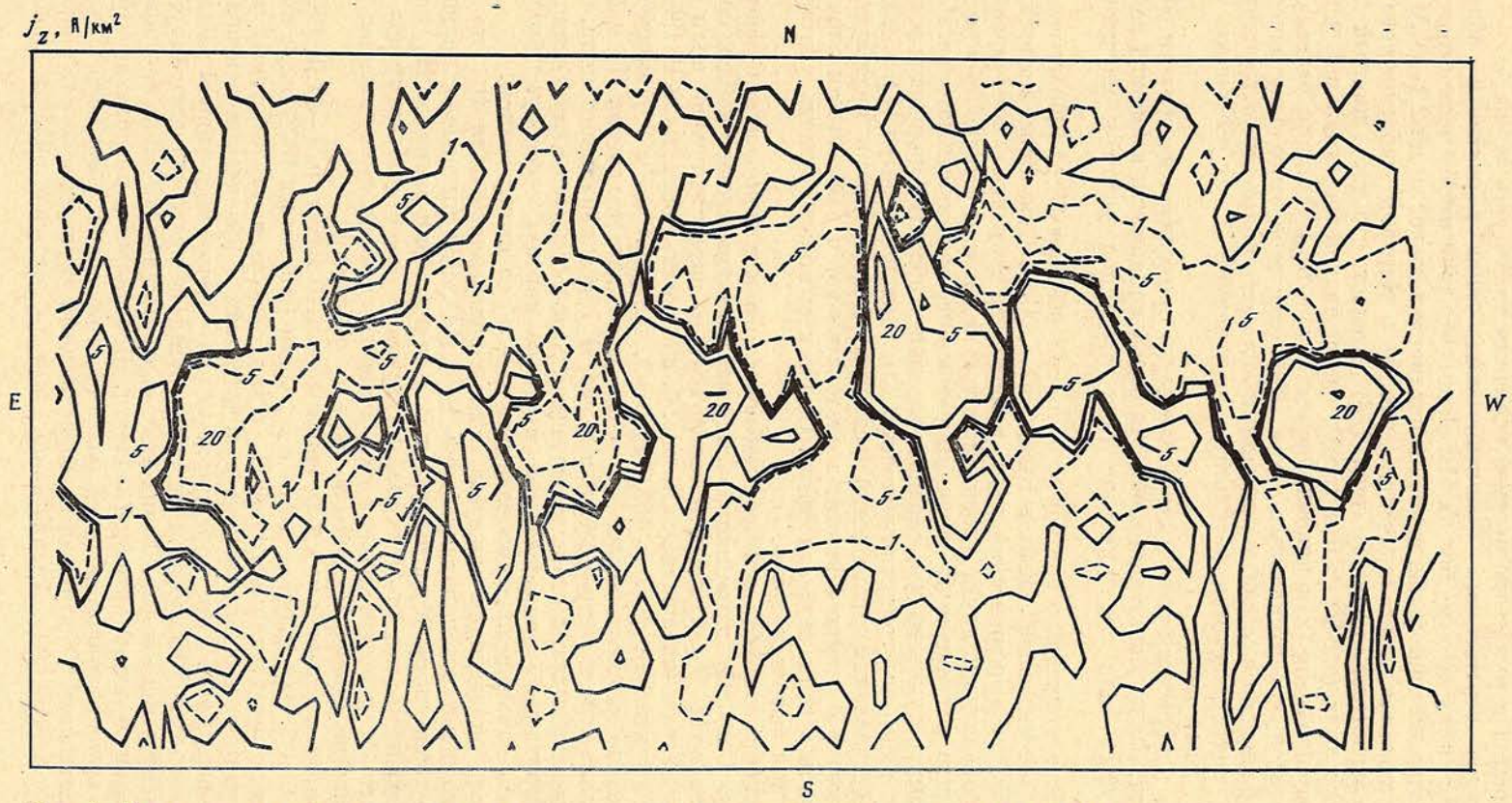


Рис. 5. Карта локальных вертикальных электрических токов активной области 23.10 1968 г.

Области с током, направленным вниз, выделены штриховыми линиями, вверх — сплошными. Жирная линия — линия смены знака тока. Линии одинаковой плотности тока проведены через $1 \cdot 10^3$, $5 \cdot 10^3$, $20 \cdot 10^3$ А/км²

моделях. Они показали, что за счет только одних вычислений ошибка при восстановлении тока по заданной структуре поля доходит до 10% на границах областей с током, где перепад величины тока очень велик.

Структура вертикальных электрических токов в активной области 23.10 1968 г. приведена на рис. 5. Мы видим, что токи имеют мелкоструктурный характер, максимальная величина плотности тока достигает $2{,}4 \cdot 10^4$ А/км^2. Из сопоставления карт токов (см. рис. 5) с картами наблюдаемого поперечного магнитного поля $H_\perp$ (рис. 3, *б*) вытекает, что через каждый холм поперечного поля (с $\Delta H_\perp > 0$ и даже с самой низкой максимальной напряженностью) проходит (как правило, через место с $H_{\perp \max}$) линия раздела областей встречных вертикальных токов. Как следствие этого электрические токи по сравнению с магнитными полями являются более тонкоструктурными. Этим подтверждаются результаты, полученные А. Б. Северным [12] много лет тому назад.

Холмы поперечного магнитного поля часто приходятся на области одной полярности. Смена знака тока в области одной полярности возможна только в том случае, если электрические токи текут под углом к магнитному полю.

Разбаланс магнитных потоков в активной области 23.10 1968 г. составлял 19%, а в активной области 10.06 1969 г. 31%. Суммарные по всей активной области электрические токи, текущие во встречных направлениях, компенсировали друг друга в каждой активной области с точностью до 2%. Их равенство не зависит от величины разбаланса магнитных потоков. Полученные нами результаты для сложных активных областей находятся в соответствии с ранее полученными выводами для одиночных пятен [12, 13]. Найденное на основании наблюдений равенство полных токов подтверждает предположение о стационарности, а следовательно, и замкнутости электрических токов в солнечной атмосфере. Оно также может служить критерием точности при расчетах токов.

б) **Различие азимутов векторов наблюдаемого и потенциального поперечного поля.** Сводные карты направлений вектора поперечного наблюдаемого магнитного поля $\mathbf{H}_\perp$ (сплошные стрелочки) и потенциального поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ (штриховые стрелочки) показаны на рис. 6, *а* (активная область 23.10 1968 г.) и рис. 7, *а* (активная область 10.06 1969 г.). На рис. 6, *б* и 7, *б* приведены соответственно карты разностей $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$ азимутов вектора $\mathbf{H}_\perp$ наблюдаемого поля (α) и азимутов (α_0) вектора $\mathbf{H}_{0\perp}$ потенциального поля. При вычислении $\Delta\alpha$ отсчеты углов производились от западного направления линии сканирования (горизонтальные линии на картах) к северу. Обычно в $\Delta\alpha$ бралось меньшее значение разности $\alpha - \alpha_0$ со своим знаком.

Точность определения азимутов вектора поперечного поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ по данным наблюдений составляет примерно $\pm 5°$ [14]. Как мы видели, такая же примерно точность была достигнута и при определении азимутов $\mathbf{H}_{0\perp}$ на основании решения задачи Неймана. Различия в ориентации векторов наблюдаемого $\mathbf{H}_\perp$ и потенциального $\mathbf{H}_{0\perp}$ магнитного поля, превышающие указанные ошибки, можно несомненно считать реальными.

По картам каждого дня наблюдений 22—24.10 1968 г. и 9—11.06 1969 г. (см. рис. 6 и 7) выявляются места с большим (близким к 180°) различием в направлении ориентации векторов $\mathbf{H}_\perp$ и $\mathbf{H}_{0\perp}$. Это те места, в которых нарушена регулярность по сравнению с окружением в ориентации вектора $\mathbf{H}_\perp$ наблюдаемого поля. Они приходятся и на периферию активной области, где поперечные поля слабые, и на центральные ее части с достаточно сильными поперечными полями. Таких мест мало, и занимают они по площади незначительную часть активной области. В остальной преобладающей по площади части активной области различие в ориентации векторов в основном не превышало 90° и показывало регулярный характер с заслуживающей внимания особенностью. Анализ данных каждой активной области проведем отдельно.

Активная область 22—24.10 1968 г. находилась в северном полушарии. Структура ее магнитного поля в эти дни была биполярной: поля́ лидирующей, южной и хвостовой, северной, полярности были четко разделены нулевой

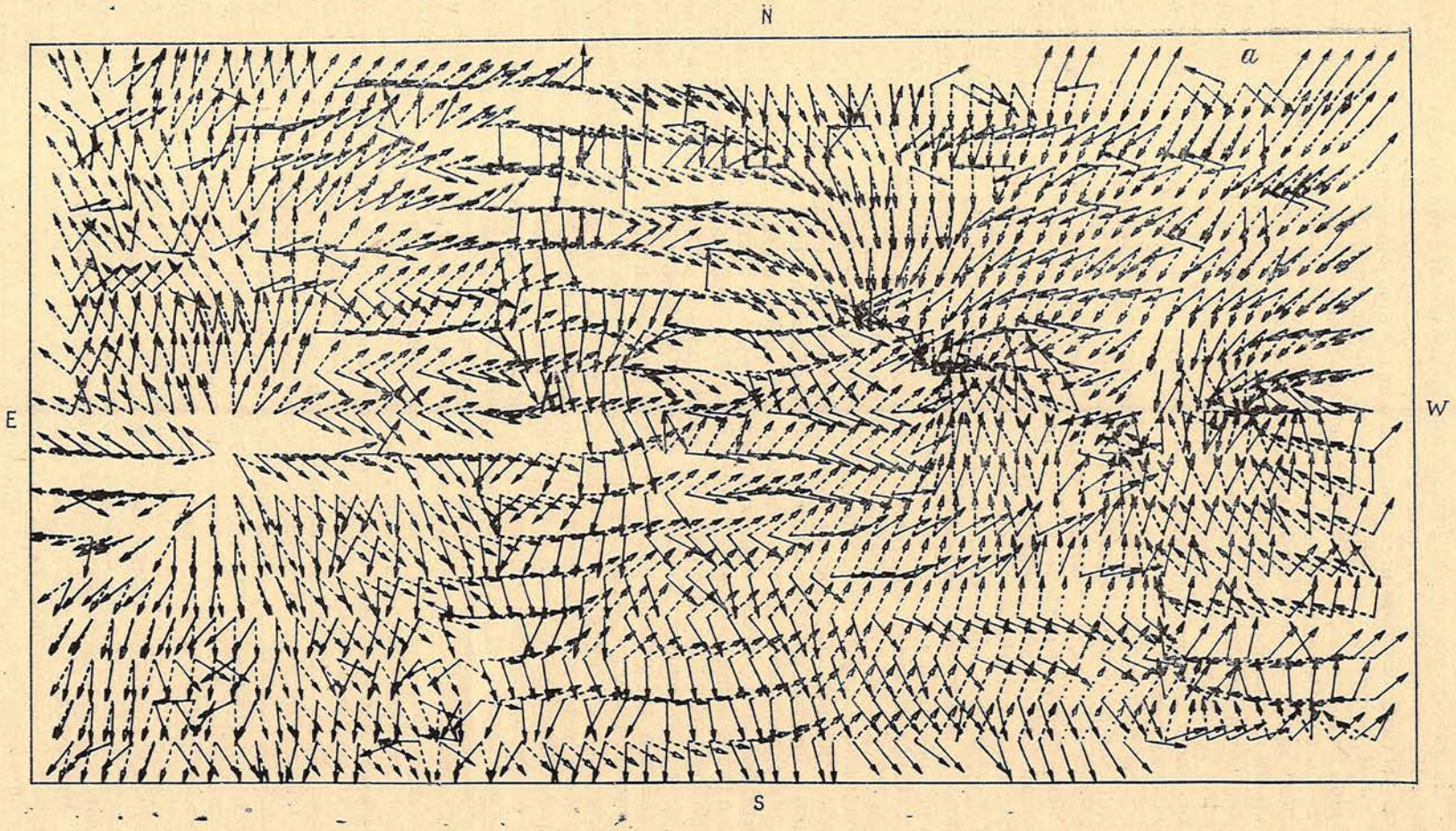
линией, ориентированной, за исключением деталей, вдоль меридиана (см. рис. 3, *а* и [7]).

На рис. 6 мы видим, что вектор наблюдаемого поперечного магнитного поля $\mathbf{H}_\perp$ практически по всей активной области (и в лидирующей, и в хвостовой частях) был повернут относительно вектора поперечного потенциального поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ против часовой стрелки (в направлении $N \to W \to S \to E \to N$). Такой поворот векторов наблюдался по крайней мере в течение трех дней (22—24.10). Ориентация вектора $\mathbf{H}_\perp$ относительно $\mathbf{H}_{0\perp}$ (см. рис. 6, *а*) показывает присутствие в активной области двух вихревых структур, в которых силовые линии наблюдаемого поля были закручены против часовой стрелки. Одна вихревая структура охватывала всю лидирующую часть активной области, а вторая, менее выраженная,— ее хвостовую часть. Вихревая структура поля служит доказательством присутствия крупномасштабных электрических токов.

Для того чтобы лучше представить структуру токов и токовой части поля, мы разложили вектор наблюдаемого поперечного поля $\mathbf{H}_\perp$ на составляющую $H_{\perp\parallel}$ вдоль вектора потенциального поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ и перпендикулярную к нему составляющую $H_{\perp\perp}$. Составляющая $H_{\perp\perp}$ обусловлена только присутствием тока (токи связаны не только с поворотом вектора $\mathbf{H}_\perp$ относительно $\mathbf{H}_{0\perp}$, но и с изменением модуля вектора поля). Направление составляющей $H_{\perp\perp}$ отмечено стрелочками на рис. 8. Ориентация стрелочек образует две системы замкнутых концентрических кривых с центрами в A и B (см. рис. 8), т. е. две системы вихрей поля $\mathbf{H}_\perp$. Граница между этими вихревыми структурами четко выявляется по направленным вертикально вниз стрелочкам (см. рис. 6, *а* и 8). Сравнение карт рис. 6, *а* и 8 с картой H_z (см. рис. 3, *а*) показало, что основная линия раздела полярностей магнитного поля совпадает с направлением поперечной составляющей, связанной с токами $H_{\perp\perp}$ (четко прослеживается ориентацией стрелочек на рис. 8).

Образование вихревых структур и в лидирующей, и в хвостовой частях активной области могло произойти в результате вращения по часовой стрелке плазмы в нижних слоях Солнца, и как следствие этого произошел поворот вектора потенциального поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ на некоторый угол $\Delta\alpha$ по часовой стрелке, т. е. в направлении $N \to E \to S \to W \to N$. С точки зрения токовых представлений это равносильно тому, что по всей площади лидирующей части активной области (вихрь A) протекал отличный от нуля суммарный электрический ток, направленный вверх. Азимутальная составляющая его магнитного поля четко видна на рис. 8. Она, накладываясь на потенциальную часть поперечного поля, образовала структуру поля, закрученную в спираль против часовой стрелки (см. рис. 6, *а*). В хвостовой части активной области (вихрь B) результирующий ток был направлен вниз. Азимутальная составляющая его поля вместе с потенциальной частью поперечного поля образовала спиральную структуру, закрученную тоже против часовой стрелки. На границе между вихревыми системами азимутальные составляющие обоих токов направлены сверху вниз (с севера на юг) на рис. 6, *а* и 8. Складываясь, они создали четкую (по направлению поля) границу раздела между двумя системами токов. Используя положение этой границы (вертикальная линия на рис. 8) как линии раздела двух областей, мы вычислили результирующие токи через площадь лидирующей и отдельно хвостовой частей активной области. Вычисления показали, что через площадь лидирующей части активной области результирующий ток направлен вверх. Он составлял $I_z \simeq 2{,}1 \cdot 10^{12}$ А. Ток, протекавший вниз через площадь хвостовой части, $I_z \simeq -2{,}0 \cdot 10^{12}$ А. Эти токи можно назвать глобальными токами активной области. Противоположное направление и примерное равенство токов в головной и хвостовой частях активной области означает, что глобальные токи замкнуты. Средняя по площади плотность глобальных токов, протекавших вверх, $j_z \simeq 2{,}7 \cdot 10^2$ А/км^2. Для токов, направленных вниз, $j_z \simeq -4{,}4 \cdot 10^2$ А/км^2.

Магнитное поле глобального тока — азимутальное поле. Натяжение его силовых линий приводит к сжатию магнитного поля и головной, и хвостовой частей активной области и к образованию магнитных структур с более вертикальным полем, чем в потенциальных моделях. Присутствие глобальной


N
a
E
W
S

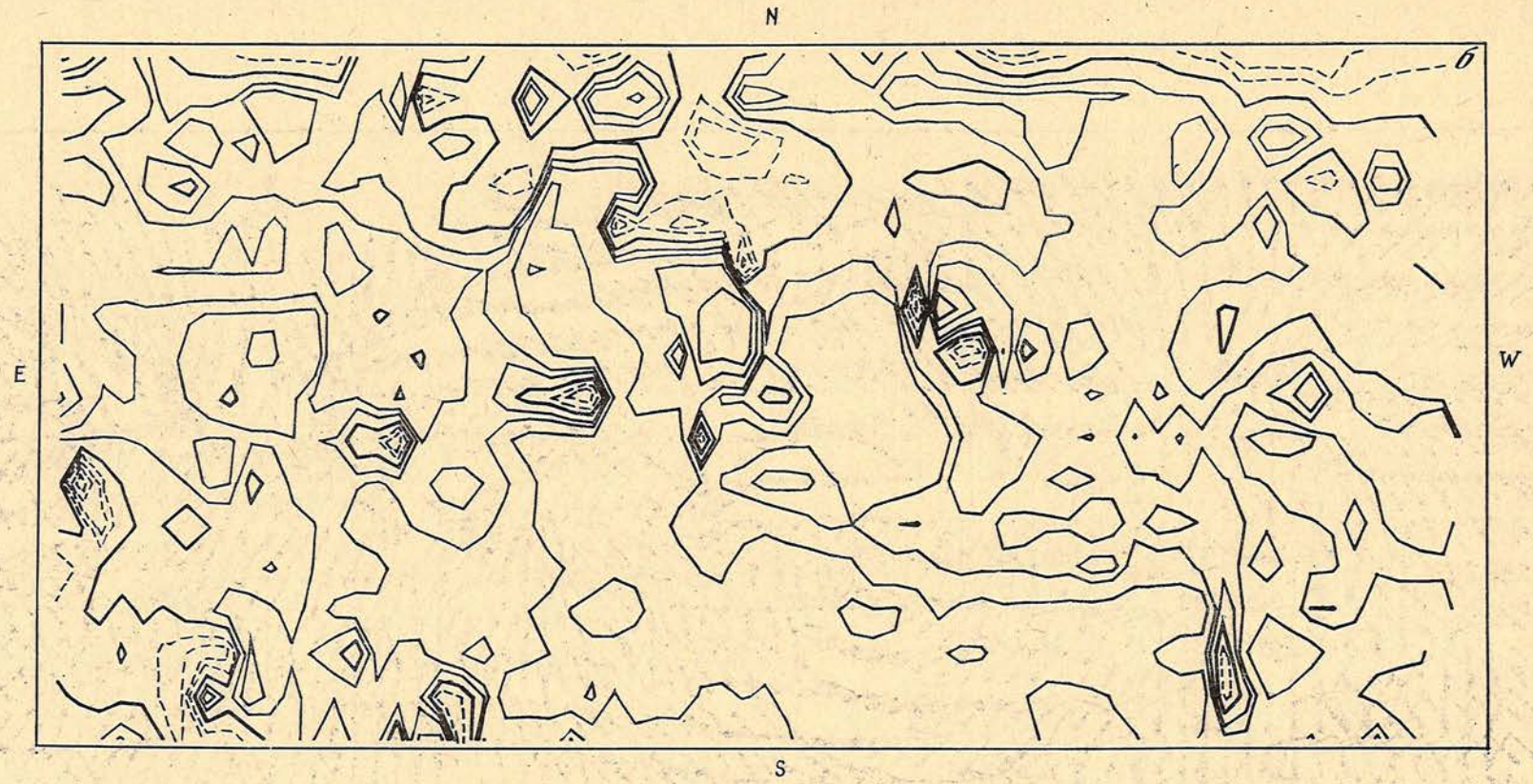
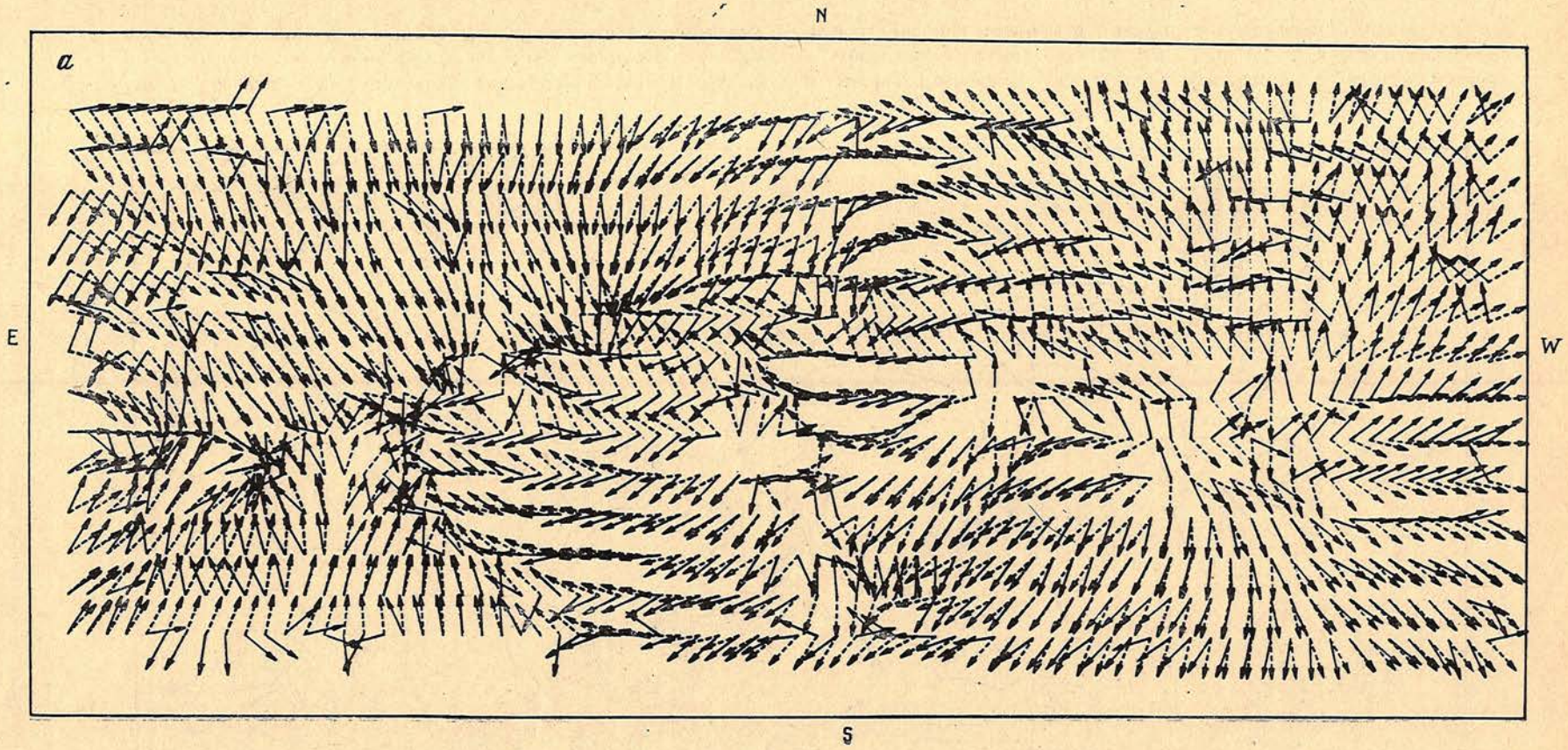


Рис. 6. Сводная карта направлений вектора поперечного наблюдаемого магнитного поля $\mathbf{H}_{\perp}$ азимутов α (сплошные стрелочки) и вектора потенциального поперечного поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ азимутов α_0 (штриховые стрелочки) активной области 23.10 1968 г. (*а*) и карта разностей $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$ азимутов α вектора $\mathbf{H}_{\perp}$ наблюдаемого поперечного поля и азимутов α_0 вектора $\mathbf{H}_{0\perp}$ потенциального поля активной области 23.10 1968 г. (*б*)

Штриховой линией на рис. *б* отмечены уровни положительных значений $\Delta\alpha$, сплошной — отрицательных значений $\Delta\alpha$. Жирной линией проведен уровень нулевого значения $\Delta\alpha$. Линии одинакового значения $\Delta\alpha$ проведены через —130°, —90°, —50°, —30°, 0°, 30°, 50°, 90°, 130°


N
a
E
W
S

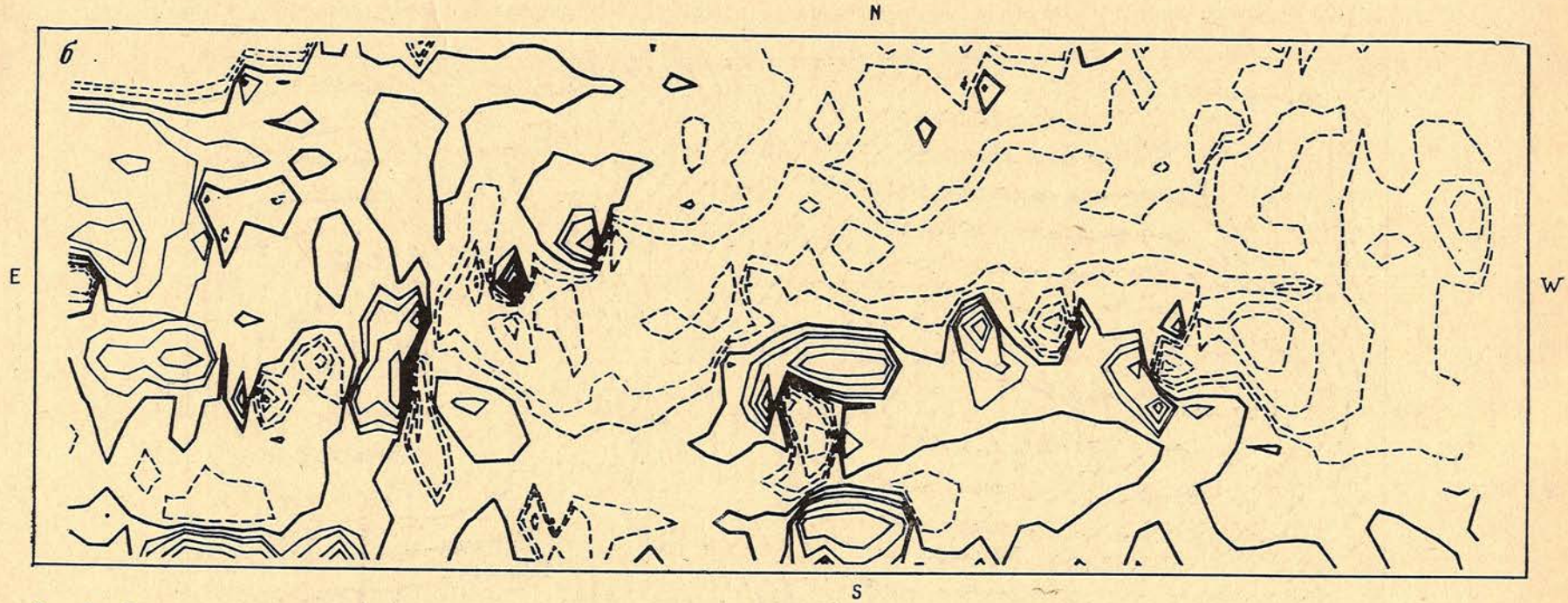


Рис. 7. Сводная карта направлений вектора поперечного наблюдаемого поля $\mathbf{H}_{\perp}$ азимутов α (сплошные стрелочки) и вектора потенциального поперечного поля $\mathbf{H}_{0\perp}$ азимутов α_0 (штриховые стрелочки) активной области 10.06 1969 г. (*а*) и карта разностей $\Delta\alpha=\alpha-\alpha_0$ азимутов α вектора $\mathbf{H}_{\perp}$ наблюдаемого поперечного поля и азимутов α_0 вектора $\mathbf{H}_{0\perp}$ потенциального поля активной области 10.06 1969 г. (*б*)

Обозначения такие же, как на рис. 6, *б*

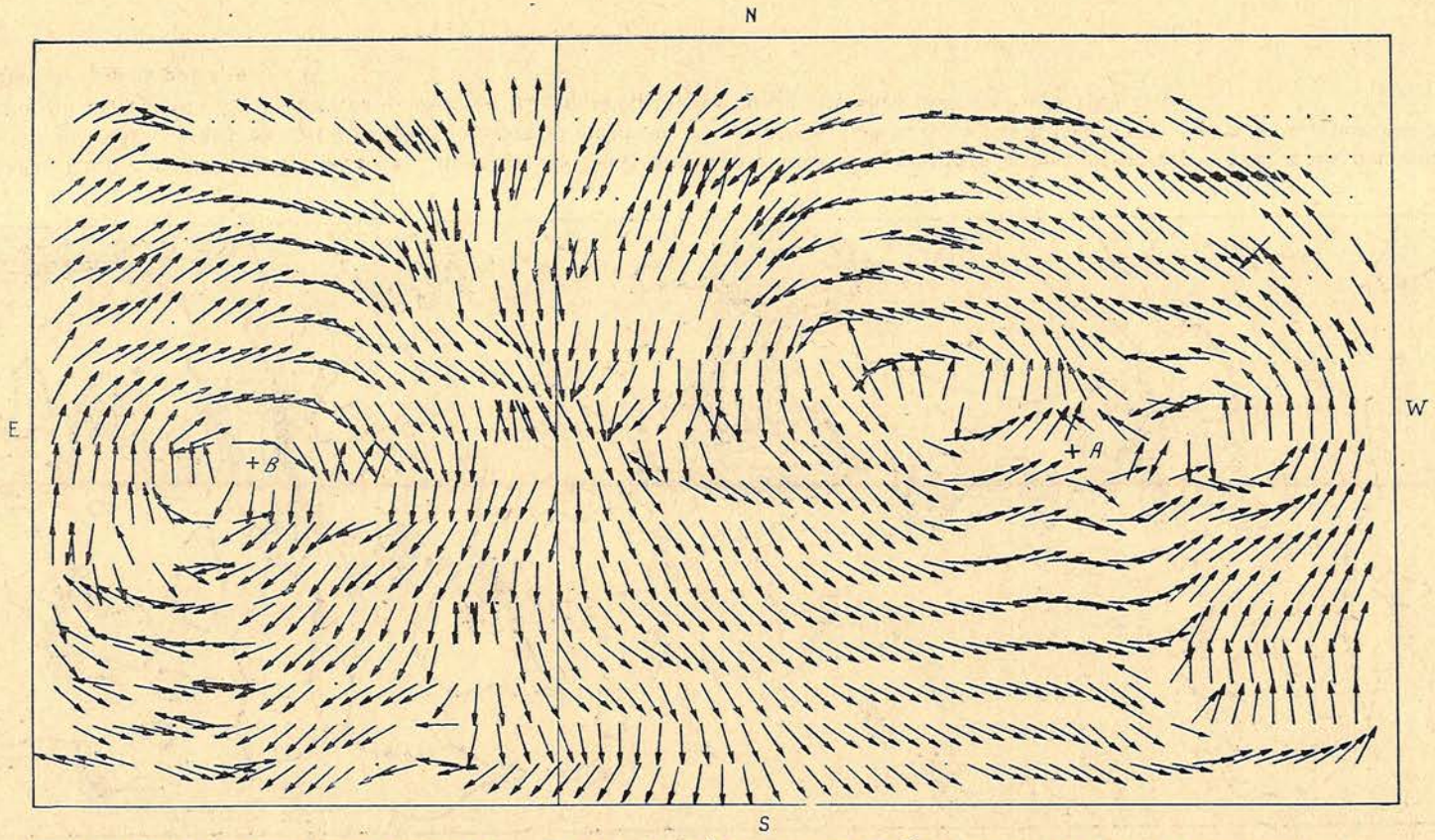


Рис. 8. Карта направлений составляющей $H_{\perp\perp}$ — азимутальной компоненты глобального вертикального электрического тока активной области 23.10 1968 г.

Тонкой вертикальной линией отмечена граница раздела глобальных токовых структур

азимутальной составляющей, несомненно, играет важную роль в условиях равновесия и устойчивости магнитного поля всей активной области.

Активная область 09—11.06 1969 г. находилась в южном полушарии. Ее лидирующие пятна имели в соответствии с циклом северную полярность. Области с полем обеих полярностей были вытянуты приблизительно вдоль экватора и располагались одна под другой (поля южной полярности севернее). Основная линия раздела полярностей составляла в среднем угол 30° с линией экватора [6]. В этой активной области тоже наблюдалось преобладание поворота вектора $\mathbf{H}_\perp$ относительно $\mathbf{H}_{0\perp}$ в одну сторону. Однако в отличие от предыдущей активной области здесь относительный поворот вектора $\mathbf{H}_\perp$ был направлен по часовой стрелке, и то только на 70% всей площади активной области (см. рис. 7, *б*). Регулярность в повороте вектора $\mathbf{H}_\perp$ относительно $\mathbf{H}_{0\perp}$ в лидирующей части активной области четко показывает присутствие вихревой структуры поля, закрученной по часовой стрелке. В хвостовой части активной области довольно часто вектор $\mathbf{H}_\perp$ повернут относительно $\mathbf{H}_{0\perp}$ и по часовой стрелке, и против. Поэтому вихревая структура выделяется очень слабо. Подобная ориентация векторов $\mathbf{H}_\perp$ и $\mathbf{H}_{0\perp}$ была и в другие дни (09.06 и 11.06 1969 г.).

На рис. 9 показано направление силовых линий поля $\mathbf{H}_{\perp\perp}$, связанного с вертикальными токами. Направление стрелочек $\alpha(H_{\perp\perp})$ позволяет более определенно разделить активную область на две части (вертикальная линия на рис. 9). В лидирующей части стрелочки, расположенные на концентрических замкнутых кривых, близких к окружностям, направлены главным образом по часовой стрелке. Они показывают, что через головную часть активной области, несмотря на присутствие там поля разных полярностей, протекал глобальный (отличный от нуля суммарный по площади) электрический ток. Он был направлен вверх. Величина его составляла $I_z \simeq 1{,}3 \cdot 10^{12}$ А, а плотность, средняя по площади, $j_z \simeq 2 \cdot 10^2$ А/км^2.

Стрелочки в хвостовой части области в 56% случаев против 44% выявляют присутствие азимутальной компоненты поля, направленной против часовой стрелки. Это позволило заподозрить, что и в хвостовой части активной области протекал глобальный электрический ток. Он был направлен вниз. Вычисления показали, что величина его была $I_z \simeq -1{,}5 \cdot 10^{12}$ А, а плотность $j_z \simeq -3{,}1 \cdot 10^2$ А/км^2.

Отметим, что обнаружение глобальных вихревых структур не всегда было бы возможным без сопоставления данных наблюдений с результатами расчетов потенциальных моделей.

Глобальный ток в лидирующей части и в этой активной области по величине примерно такой же, как и в ее хвостовой части. Эти токи противоположно направлены. Следовательно, можно допустить, что и в этой активной области глобальный ток замкнут.

Мы видели, что одна активная область (22—24.10 1968 г.) была в северном полушарии, а вторая — в южном. Они существенно отличались и структурой магнитного поля. Однако примечательным является то, что у каждой активной области наряду с локальной системой токов присутствовал глобальный, распределенный по всей площади замкнутый ток. Глобальный ток каждой активной области был направлен вверх в лидирующей части области и замыкался через хромосферу и корону в ее хвостовой части. Глобальные токи обеих активных областей примерно одинаковы по величине и равны $I_z \simeq 2 \cdot 10^{12}$ А.

На глобальный ток активной области налагается система локальных мелкомасштабных токовых структур. Последние, как мы имеем для хвостовой части активной области 10.06 1968 г., могли, вероятно, привести к существенному возмущению магнитного поля глобального тока и к искажению его вихревой структуры.

4. Обсуждение результатов

Для потенциального поля плотность электрического тока всюду равна нулю. Это означает, что потенциальное поле — свободное поле, его силы давления уравновешиваются силами натяжения. Как следствие, потенциаль-

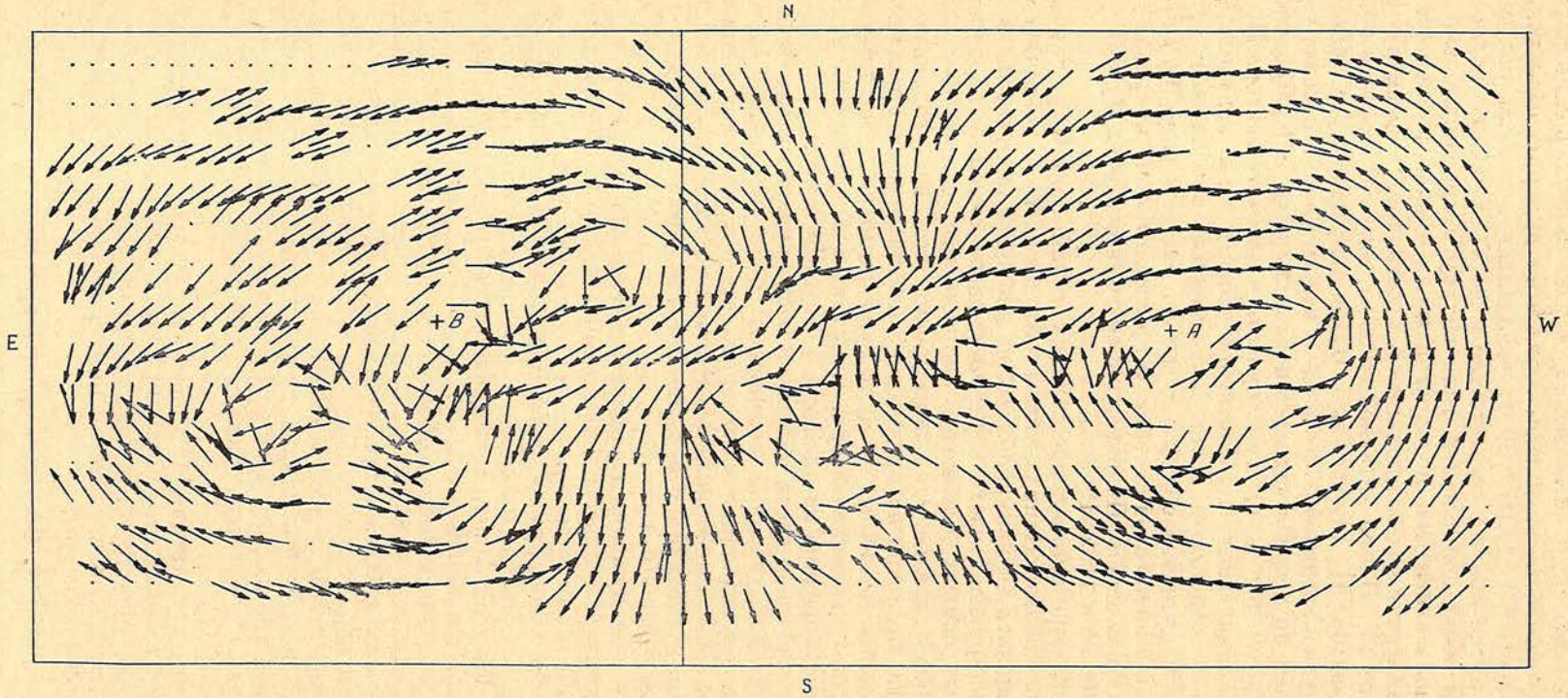


Рис. 9. Карта направлений составляющей $H_{\perp\perp}$ — азимутальной компоненты глобального вертикального электрического тока активной области 10.06 1969 г.

Обозначения такие же, как на рис. 8

ное поле не влияет на распределение давления плазмы, а следовательно, и плотности.

Наблюдаемое поле в активной области связано с электрическими токами. При наличии двух токовых систем, глобальной и локальной, мы вправе ожидать две разновидности эффектов, с ними связанные. Вероятно, они проявились в следующем: в одних вполне определенных местах активной области наблюдаемое поперечное магнитное поле, а следовательно, и полное, так как $H_z = H_{0z}$, превосходит по напряженности потенциальное поле; в других местах — наоборот, потенциальное поле сильнее наблюдаемого. Превышение наблюдаемого магнитного поля над потенциальным имеет место только в центральных частях холмов поперечного поля с максимальной напряженностью $H_{\perp\,\max} \gtrsim 200$ Гс (см. рис. 3, 4). Через эти области всегда проходит линия смены знака сильных вертикальных локальных электрических токов. На линии смены знака таких токов напряженности полей токов направлены в одну сторону. В результате суперпозиции полей напряженность результирующего поля становится выше напряженности потенциального. Но при этом возникают эффекты, которые приводят к изменениям поперечного поля между токовыми структурами. Во-первых, силы натяжения азимутального поля вертикальных локальных токов стремятся сжать магнитную конфигурацию до равновесного состояния и сделать поле более вертикальным. А во-вторых, силы взаимодействия между токами разных знаков приводят к раздвижению магнитных структур, ослаблению поперечного поля между структурами и увеличению наклона силовых линий поля. Но поскольку потенциальное магнитное поле в этих местах довольно сильное, то влияние эффектов сжатия и раздвижения магнитных структур на изменение поперечной составляющей поля вследствие перехода ее в продольную невелико. Вероятно, поэтому в центральных частях холмов поперечного поля с большой напряженностью ($H_{\perp\,\max} \gtrsim 200$ Гс) наблюдаемое поперечное магнитное поле $H_\perp$, в котором присутствует и токовая составляющая, больше потенциального $H_{0\perp}$.

В подавляющей части площади активной области потенциальное поперечное поле по напряженности превосходит наблюдаемое. Другими словами, с переходом к периферии потенциальное поле становится все более и более наклонным по сравнению с наблюдаемым (H_z одно и то же) (см. рис. 4). Так как магнитное поле активной области более вертикальное, то, естественно, имеются некоторые сдерживающие это поле силы. Одной из них может быть сила Ампера. Сила Ампера локальных токов не может обеспечить условия равновесия магнитных структур активной области в глобальном масштабе. Удержание в равновесии магнитного поля всей активной области следует связать с силой Ампера глобальных токов. Распределенный по площади глобальный ток силой $I \simeq 2 \cdot 10^{12}$ А создает на границе активной области ($r \simeq 5 \cdot 10^4$ км, см рис. 3, *б*) поле напряженностью $H_\varphi \simeq 10^2$ Гс. Силы натяжения этого азимутального поля способны удерживать в равновесии магнитные структуры с низкой напряженностью, т. е. магнитные поля на периферии активной области. С переходом к внутренним частям активной области различие в напряженности измеренного поля $H_\perp$ и потенциального $H_{0\perp}$ увеличивается (см. рис. 4). Сил натяжения поля H_φ глобального тока становится недостаточно для удержания наблюдаемой магнитной структуры. Удержание магнитной конфигурации активной области возможно внешним давлением плазмы. Это означает, что давление плазмы внутри магнитной конфигурации P_i меньше, чем снаружи P_e, и

$$H_i^2/8\pi + P_i = P_e.$$

Несмотря на то что сила Ампера недостаточна для удержания в равновесии магнитных структур активной области в целом, роль азимутальной составляющей глобального тока может быть исключительно важной, особенно в условиях устойчивости, а также формирования и распада активной области. Распределенный по всей площади активной области глобальный ток создает азимутальную составляющую H_φ, с которой может быть связано появление шира, а следовательно, и повышение устойчивости магнитной конфигурации

[15]. Наличие распределенной по сечению азимутальной составляющей препятствует быстрому дроблению поля и способствует устойчивости магнитной структуры. Не исключено, что формирование магнитных структур на стадии зарождения активной области связано с появлением глобальной токовой системы, а распад поля активной области — с ее диссипацией.

Оценим величину магнитной энергии глобального электрического тока. Для однородно распределенного по сечению цилиндра электрического тока силой I напряженность магнитного поля H_φ определяется [16]

$$H_\varphi = (2I/ca^2)\, r, \tag{8}$$

где a — радиус сечения цилиндра, r — расстояние от оси цилиндра ($0 \leqslant r \leqslant a$).

На основании выражения (8) находим полную магнитную энергию, связанную с электрическим током. Она равна

$$W = \int (H_\varphi^2/8\pi)\, dV,$$

или, так как $dV = L \cdot 2\pi r dr$ (L — длина цилиндра),

$$W = (I/2ca^2)^2\, Lr^4. \tag{9}$$

Согласно наблюдениям $I \simeq 2 \cdot 10^{12}$ А при $r = a = 5 \cdot 10^9$ см. Можно принять, что по крайней мере $L \simeq \pi a/2 \simeq 10^{10}$ см. Подставив числовые значения параметров в выражение (9), находим, что

$$W \simeq 10^{32} \text{ эрг}.$$

Видим, что энергия, сосредоточенная в глобальном электрическом токе, довольно велика. Она способна обеспечить любую мощность вспышки.

В заключение приносим благодарность Б. Калману за предоставление в наше распоряжение данных по магнитным полям, исправленным за эффект проекции.

Октябрь 1985 г.

Литература

1. *Elwert G., Müller K., Thür L., Balz P.*— Solar Phys., 1982, vol. 75, N 1, p. 205—227.
2. *Schmidt H. W.*— In: AAS — NASA Symp. of the Physics of Solar Flares, NASA SP-50, 1964, p. 107—114.
3. *Gopasyuk S. I., Kalman B., Romanov V. A.*— Publ. Debrecen Heliophys. obs., 1983, vol. 5, p. 249—266.
4. *Гопасюк С. И., Калман Б., Романов В. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72, с. 171—183.
5. *Никулин Н. С.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1967, т. 36, с. 76—86.
6. *Калман Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1976, т. 55, с. 60—69.
7. *Калман Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 57, с. 122—132.
8. *Михлин С. Г.* Курс математической физики. М.: Наука, 1968, с. 382—386.
9. *Волынский Б. А., Бухман В. Е.* Модели для решения краевых задач. М.: Физматгиз, 1960, с. 391—401.
10. *Nakagawa Y., Raadu M. A.*— Solar Phys., 1972, vol. 25, N 1, p. 127—135.
11. *Иргашев Д. И.*— Солнечные данные, 1977, № 3, с. 92—100.
12. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1965, т. 33, с. 34—79.
13. *Котов В. А.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1970, т. 41—42, с. 67—88.
14. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1964, т. 31, с. 159—199.
15. *Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979, с. 223—231.
16. *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. М.: Гостехтеориздат, 1956, с. 223.

УДК 523.745

О ФАКТОРЕ ЗЕЕМАНОВСКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИНИИ Sr I λ 4607,3 Å

М. Дж. Гусейнов

Спектральная линия Sr I λ4607,3 Å применяется в наблюдениях магнитных полей на Солнце [1]. По теории расщепления линий атомов в слабых магнитных полях она является нормальным триплетом Зеемана с $g = 1{,}00$. Известно, что теоретические значения множителя магнитного расщепления линий иногда существенно отличаются от их лабораторных величин, причем последние оказываются более правомерными. Поскольку для комбинирующихся термов линий Sr I экспериментальных определений факторов Ланде нет, то множитель зеемановского расщепления линии Sr I λ4607,3 Å здесь уточняется по наблюдениям спектров солнечных пятен. Для этого использованы поляризационные спектрограммы разных пятен (девять спектрограмм), снятые автором на эшельном спектрографе БСТ КАО АН СССР.

Сравниваются величины магнитного расщепления четырех линий, для термов которых известны лабораторные факторы Ланде, и исследуемой линии Sr I.

Наблюдаемое магнитное расщепление линии Sr I λ4607,3 Å в спектрах солнечных пятен подтверждает теоретическую величину множителя зеемановского расщепления, и для нее можно принять значение $g = 1{,}00 \pm 0{,}02$.

ON THE FACTOR OF ZEEMAN SPLITTING OF Sr I λ4607,3 Å LINE, by *M. J. Huseynov*.— Spectral line Sr I λ4607,3 Å is being used in the observations of magnetic fields on the Sun [1]. According to the theory of atom's lines splitting in weak magnetic fields, it can be considered as a normal Zeeman triplet with $g_t = 1{,}00$. It is known, that theoretical values of magnetic line splitting multiplier sometimes significantly differ from the laboratory values, the latter being more accurate [2]. Since combinating therms of Sr I-lines need experimental evaluation of Lande factor, the multiplier of Zeeman splitting of Sr I λ4607,3 Å line has been verified using observed spectra of sunspots. Polarized spectrograms of different spots (9 spectrograms), obtained by the author with the Echelle spectrograph of the Solar Tower telescope of the Crimean observatory permitted to solve this problem.

The values of magnetic splitting for four lines with known experimental values of Lande factor are compared with those of the Sr I-line. The observed magnetic fields plitting of Sr I λ4607,3 Å line in the spectra of sunspots confirms theoretical value of Zeeman splitting multiplier. It can be evaluated as $g = 1.00 \pm 0.02$.

В последнее время для наблюдений магнитных полей на Солнце наряду с многочисленными известными линиями поглощения была выбрана и спектральная линия Sr I λ4607,338 Å [1]. По просьбе С. И. Гопасюка мы проверили величину множителя зеемановского расщепления этой линии.

Известно, что теоретические и экспериментальные значения факторов Ланде для комбинирующихся термов фраунгоферовых линий в основном хорошо согласуются. Но нередки случаи, когда они отличаются на 2—3% и более. Нами [2] были приведены примеры значительного различия между теоретическими и экспериментальными (лабораторными) величинами множителей зеемановского расщепления некоторых спектральных линий. Например, для Fe I λ4945,6 Å теоретический фактор $g_т = 0{,}333$, а эффективный множитель магнитного расщепления этой линии, рассчитанный по лабораторным значениям факторов Ланде комбинирующихся термов, дает $g_л = 0{,}791$. Как видно, здесь различие между $g_т$ и $g_л$ более чем в 2 раза. Более разительный случай представляет линия Fe I λ4596,4 Å, которая по теории зеемановского расщепления должна быть немагниточувствительной ($g_т = 0$). Однако согласно лабораторным значениям факторов Ланде для комбинирующихся ее термов эта линия оказывается магниточувствительной ($g_л = 0{,}753$). Отметим, что наши измерения магнитного расщепления этих двух линий по спектрам солнечных пятен подтвердили правильность экспериментальных значений факторов Ланде [2]. Таким образом, все изложенное показывает,

насколько важно знать надежное (экспериментальное или наблюдаемое) значение множителя зеемановского расщепления линии, по которой проводятся наблюдения и исследования магнитных полей на Солнце.

Фраунгоферова линия Sr I λ4607,338 Å возникает в атмосфере Солнца при переходах между термами $5^1S_0 - 5^1P_1^0$ [3]. Согласно теории зеемановского расщепления линий атомов в слабых магнитных полях при $L - S$-связи для ее термов факторы Ланде имеют значения $g_н = 0/0$ и $g_в = 1$. Она является нормальным триплетом Зеемана: схема расщепления линии ± (0),1 и множитель магнитного расщепления $g_т = 1{,}00$.

Для термов Sr I нет экспериментальных определений факторов Ланде. Поэтому нет возможности вычислить лабораторное значение множителя зеемановского расщепления данной линии. Мы решили воспользоваться уже известным и очень надежным способом, который ранее был впервые применен А. Б. Северным [4] для уточнения фактора Ланде линии Fe I λ4886,34 Å, успешно применявшейся для наблюдения магнитных полей активных областей Солнца с помощью магнитографа КАО АН СССР. Этот способ состоит в следующем. Измеряются величины магнитного расщепления линии, множитель зеемановского расщепления которой исследуется, и линий сравнения, для которых надежно известны факторы Ланде. Затем путем сравнения напряженностей магнитных полей, соответствующих измеренным величинам зеемановского расщепления линий, уточняется значение фактора магнитного расщепления для исследуемой спектральной линии. Необходимо заметить, что точность определения множителя зеемановского расщепления изучаемой линии этим способом зависит не только от точности измерения магнитного расщепления. Она во многом определяется и тем, насколько правильно выбраны линии сравнения.

При выборе линий сравнения мы учли следующие основные требования.

1. Линии сравнения должны быть простыми триплетами Зеемана с надежно известными факторами Ланде и достаточно большими магнитными расщеплениями ($g\lambda_0^2 > 40 \cdot 10^{-10}$см^2) и, разумеется, без значительных бленд. Это нам обеспечит точное определение величин их магнитного расщепления.

2. Глубины образования линий сравнения в тени пятна должны быть близки к глубине возникновения исследуемой линии (измеренная напряженность магнитного поля зависит от глубины возникновения линии [5]).

3. Температурная чувствительность всех линий должна быть примерно одинаковой (из-за неоднородности и тонкой структуры яркости и магнитного поля тени пятна линии с разной чувствительностью к температуре дают различную величину поля для одного и того же пятна [5—8]).

Ниже мы приводим таблицу, где указаны некоторые данные для используемых спектральных линий. Они взяты из [2, 9, 10].

№	Линия		I_R^*	$P_в$ нижнего уровня	Температурный класс	$g_т$	$g_л$	Δg, %	$g_л\lambda_0^2 \cdot 10^{10}$, см^2
	λ_0, Å	Элемент							
1	4607,338	Sr I	4	0,00	I	1,000	–	–	–
2	4645,193	Ti I	3	1,73	II	2,500	2,500	0,00	53,94
3	5247,547	Cr I	4	0,96	I	2,500	2,512	0,50	69,17
4	5250,216	Fe I	3	0,12	I	3,000	2,999	–0,03	82,67
5	5253,468	e I	3	3,27	–	1,500	1,506	0,40	41,56

Видно, что:

а) линии сравнения обладают большими магнитными расщеплениями ($g\lambda_0^2 > 40 \cdot 10^{-10}$см^2) и их факторы Ланде известны с хорошей точностью. Добавим к этому, что все они являются простыми триплетами Зеемана и свободны от бленд;

б) все линии поглощения в спектре тени пятна имеют примерно одинаковую интенсивность (их роуландовские интенсивности I_R^* близки). Если учитывать тот наблюдательный факт, что линии с одинаковой интенсивно-

стью возникают в достаточно близких глубинах в атмосфере тени пятна [11], то можно полагать, что выбранные нами линии, возможно, образуются в очень близких глубинах;

в) почти все линии относятся к близким температурным классам. Если еще учесть, что все они при переходе от спектра фотосферы к спектрам пятен несколько усиливаются, можно принять, что температурная чувствительность этих линий также очень близка.

Следовательно, можно предполагать, что линии сравнения выбраны достаточно удачно и их возможные незначительные различия в глубинах образования и температурной чувствительности не могут, по-видимому, существенно повлиять на точность определения фактора зеемановского расщепления линии Sr I λ4607,3 Å по спектрам солнечных пятен.

Мы определили напряженности магнитных полей H нескольких пятен по линии Sr I λ4607,3 Å, полагая, что множитель зеемановского расщепления ее $g = g_т = 1{,}00$, и четырем спектральным линиям сравнения (в таблице линии 2—5) с известными лабораторными значениями факторов Ланде $g_л$.

Для измерения магнитного расщепления линий были использованы девять спектрограмм пятен, снятые нами на эшельном спектрографе БСТ [12], когда перед его входной щелью стояла поляризационная насадка (пластинка λ/4 + поляроидная мозаика) [13]. Условия наблюдений подробно описаны в [14, 15]. Здесь лишь коротко отметим, что эти наблюдения были проведены при хороших условиях (пространственное разрешение 2—4″), когда Солнце было достаточно высоко над горизонтом (хроматическая рефракция была незначительна).

Полное расщепление $2\Delta\lambda_H$ (расстояние между коротко- и длинноволновыми σ-компонентами) линий измерялось 10 раз и находились средние значения напряженности магнитного поля H по каждой из пяти линий для каждой спектрограммы. При этом для линий сравнения (в таблице линии 2—5) для вычисления напряженности магнитного поля H принимались лабораторные значения их факоров зеемановского расщепления. Измерения расщепления линий проведены на измерительном микроскопе МИР-12. Вычисления H магнитного поля осуществлялись по известной формуле

$$\Delta\lambda_H = 4{,}67 \cdot 10^{-5} g \lambda_0^2 H.$$

Затем мы находили среднюю величину напряженности магнитного поля $H_{ср} = (H_2 + H_3 + H_4 + H_5)/4$ по четырем линиям сравнения для каждой спектрограммы и определяли относительную величину $H_{ср}/H_1$ (здесь H_1 — величина поля по линии Sr I λ4607,3 Å в предположении, что для нее $g = 1{,}00$).

Величины $H_{ср}/H_1$ мы определили отдельно для каждой из девяти спектрограмм. Они оказались в пределах $0{,}96 \leqslant H_{ср}/H_1 \leqslant 1{,}04$. Осреднение этих величин по всем измеренным спектрограммам дало следующей окончательный результат:

$$H_{ср}/H_1 = 1{,}00 \pm 0{,}02.$$

Это означает, что величина фактора зеемановского расщепления линии Sr I λ4607,3 Å по измерениям наблюдаемого магнитного расщепления ее и линий сравнения равна $g_{наб} = 1{,}00 \pm 0{,}02$ и хорошо согласуется с теоретическим значением $g_т = 1{,}00$.

Уместно здесь хотя бы коротко обсудить вопрос об ошибках измерения полного расщепления линий $2\Delta\lambda_H$ и их возможных влияниях на определение величины $H_{ср}/H_1$. Во-первых, нужно отметить, что в нашем распоряжении были спектрограммы довольно больших пятен (их напряженность магнитного поля $H = 2400$—2800 Гс), и поэтому магнитное расщепление линий сравнения измерено с хорошей точностью (напомним, что для этих линий $g\lambda_0^2 > 40 \cdot 10^{-10}$ см²): все линии сравнения показывали очень близкие значения H по каждой спектрограмме (различие от среднего значения H составляло не более чем ± 50 Гс). Во-вторых, нам кажется, важен тот факт, что и линия Ti I λ4645,2 Å показывала напряженность магнитного поля H,

достаточно близкую к тем, что получались по остальным линиям сравнения (различия не превышали точность определения $2\Delta\lambda_H$). Как видно из таблицы, различие длин волн линии Ti I и других трех линий сравнения составляет примерно 600 Å. Это говорит в пользу того, что на самом деле при наблюдениях хроматическая рефракция была незначительна и она не могла повлиять на определения величины $H_{ср}/H_1$.

Ввиду того что магнитное расщепление линии Sr I λ4607,3 Å в несколько раз меньше, чем $\Delta\lambda_H$ для линий сравнения, ошибки в определении напряженности магнитного поля H по ней были соответственно больше (до ± 150 Гс). Поэтому основную ошибку в вычислениях величин $H_{ср}/H_1$ по каждой спектрограмме вносили неточности измерения магнитного расщепления исследуемой линии.

Таким образом, можно заключить, что наблюдаемое расщепление линии Sr I λ4607,338 Å в спектрах пятен подтверждает теоретическую величину фактора зеемановского расщепления для нее и в вычислениях напряженностей магнитных полей, наблюденных по этой линии, уверенно можно принять

$$g = 1{,}00 \pm 0{,}02.$$

Ноябрь 1985 г.

Литература

1. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72, с. 159—171.
2. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 70, с. 51—57.
3. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest. Contrib. Princeton Univ. obs., 1945, N 20.
4. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1960, т. 22, с. 12—41.
5. *Обридко В. Н., Теплицкая Р. Б.*— Итоги науки и техники. Сер. Астрономия. М.: ВИНИТИ, 1978, т. 14, с. 7—147.
6. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 49, с. 15—24.
7. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 50, с. 168—174.
8. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1975, т. 53, с. 66—74.
9. *John C. E. St., Moore C. E., Ware L. M.* et al. Revision of Rowland's preliminary table. Carnegie Inst. Wash. Publ., 1928, N 396.
10. *Moore C. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.* The Solar spectrum 2935 Å to 8770 Å. Second rev. of Rowland's perliminary table of Solar spectrum wavelengths. Wash., 1966.
11. *Mattig W.*— Solar Phys., 1969, vol. 8, N 2, p. 291—309.
12. *Северный А. Б., Стешенко Н. В., Хохлова В. Л.*— Астрон. журн., 1960, т. 37, вып. 1, с. 23—31.
13. *Северный А. Б., Степанов В. Е.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1956, т. 16, с. 3—11.
14. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1968, т. 39, с. 253—264.
15. *Гусейнов М. Дж.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1970, т. 41—42, с. 89—96.

УДК 523.94

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ГЛУБИНОЙ В НЕВОЗМУЩЕННОЙ АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Д. Н. Рачковский

Наблюдаемые отношения сигналов магнитографа в невозмущенных областях Солнца для линий Fe I с фактором Ланде меньше двух достаточно хорошо объясняются в рамках предположения о неоднородном плоскопараллельном магнитном поле, сконцентрированном в верхних слоях фотосферы. Оптическая толщина слоя в непрерывном спектре порядка 0,04 или около 200 км.

THE INVESTIGATION OF THE MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION IN THE UNDISTURBED ATMOSPHERE OF THE SUN, by *D. N. Rachkovskii*.— The ratios of pulses observed with magnetograph in the undisturbed solar regions for Fe I-lines with

Lande factor being 2 or less can be easily explained provided that the magnetic field is plane parallel and concentrated in the upper levels of photosphere. Its optical depth in continuum is of the order of 0.04 or 200 km.

Средние величины магнитных полей невозмущенных областей Солнца составляют порядка 2—4 Гс и имеют значительный статистический разброс. Усреднение отношений сигналов в двух линиях по большому количеству данных повышает надежность результатов.

В [1] Стенфло впервые применил отношения сигналов магнитографа в линиях Fe I 5250 Å и Fe I 5247 Å для трех различных положений щели магнитографа к интерпретации магнитного поля в спокойной области Солнца. Основным выводом Стенфло было то, что поле сосредоточено в небольших узлах и достигает порядка 2000 Гс.

В [2] нами этот результат был подтвержден. Было показано, что данные наблюдений могут быть объяснены комбинацией сильного поля порядка 1500 Гс и окружающего магнитный холм слабого поля. Отношения соответствующих площадей зависят от принятой величины слабого поля. Величина слабого поля может быть любой в пределах до 250 Гс, при этом измеренные отношения сигналов магнитографа одинаково хорошо совпадают с теоретически рассчитанными. Абсолютная величина слабого поля может быть рассчитана из требования, чтобы среднее магнитное поле было порядка 4 Гс [1].

В [1] применялись формулы Унно [3], в [2] — точное решение задачи переноса излучения в предположении когерентного рассеяния, однородного поля, постоянного отношения коэффициентов поглощения в линии и в непрерывном спектре [4]. По этой причине, а также из-за ограниченного количества данных (использованных линий) в [1] и [2] можно было говорить только о распределении магнитного поля по поверхности диска.

В [5] С. И. Гопасюком изучалось отношение сигналов магнитографа 21 линии солнечного спектра к сигналу в линии Fe I 5253 Å. Было показано, что это отношение растет с ростом эквивалентной ширины линии. Рис. 1 иллюстрирует это явление. В [5] С. И. Гопасюк высказывает предположение что такая зависимость отношений сигналов магнитографа от эквивалентной ширины линий может объясняться уменьшением напряженности магнитного поля с глубиной в атмосфере спокойного Солнца.

Представляет интерес изучить данные, представленные на рис. 1, применяя разработанную нами [6] программу решения уравнений переноса излучения в неоднородном магнитном поле.

Поскольку такой расчет делается нами впервые и данных относительно немного, мы будем принимать следующие ограничения: а) вектор напряженности магнитного поля в среде параллелен нормали к атмосфере, но может менять знак; б) в картинной плоскости магнитное поле однородно; в) рассматриваются достаточно малые магнитные поля, такие, чтобы эффекты насыщения не проявлялись.

Таким образом, рассматривается противоположная [1, 2] модель магнитного поля — однородная в картинной плоскости и неоднородная по нормали к атмосфере. Это не означает, что отрицается модель магнитного поля, полученная в [1]. Здесь мы имеем другой альтернативный подход к задаче, применяется другая теория образования линий в атмосфере, изучаются другие наблюдательные данные.

Остановимся теперь на некоторых технических подробностях расчета. В качестве модели атмосферы невозмущенных областей Солнца мы взяли модель Хольвегера [7]. Было несколько изменено содержание железа, принято $A_{Fe} = 2 \cdot 10^{-5}$, и в 1,3 раза увеличена микротурбулентная скорость, при этом фотоэлектрический контур линии Fe I 5250,2 Å лучше совпадает с теоретически рассчитанным. На рис. 2 сопоставлены теоретически рассчитанные и взятые из [5] эквивалентные ширины. Линия Mg I 5172,7 Å не указана на рис. 2 вследствие большой эквивалентной ширины. Для нее мы имеем $W_{набл} = 1259$ мÅ и $W_{теор} = 1093$ мÅ. Можно считать что соответствие теоретических и наблюдаемых эквивалентных ширин хорошее.

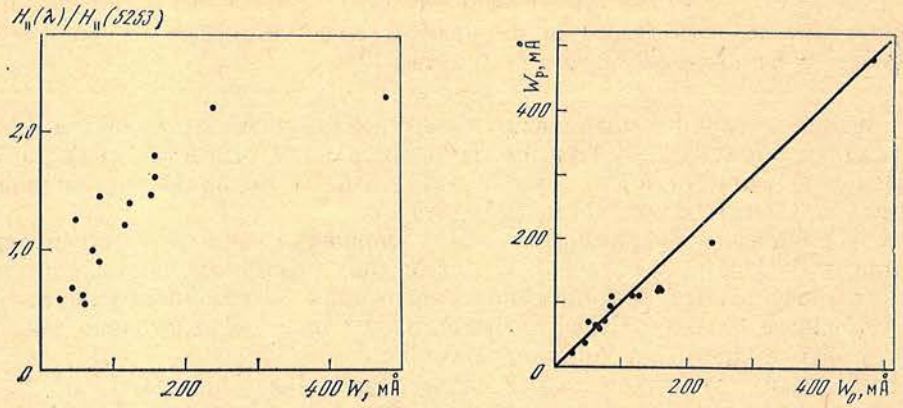


Рис. 1. Зависимость между отношением сигналов магнитографа $H_{\parallel}(\lambda)/H_{\parallel}$ (5253 Å) и эквивалентной шириной соответствующей линии

Рис. 2. Соответствие между теоретически рассчитанными (ось ординат) и наблюдаемыми (ось абсцисс) эквивалентными ширинами линий

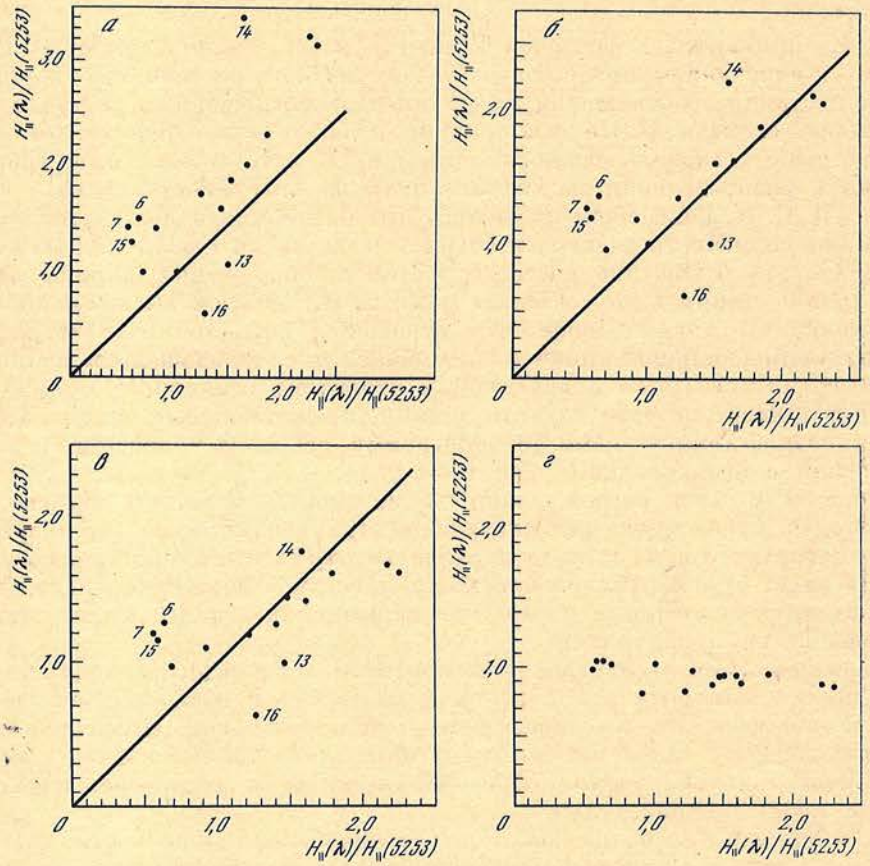


Рис. 3. Соответствие между теоретически рассчитанными (ось ординат) и наблюдаемыми (ось абсцисс) отношениями сигналов магнитографа

Напряженность поля постоянна и отлична от нуля при оптической толщине от 0 до τ_0. τ_0 соответственно для рисунков *а* — *г* равно 0,02; 0,04; 0,06; 10. На этом, а также следующем графике нанесены номера линий, отклонения которых от среднего положения можно объяснить

Таблица 1

Параметры спектральных линий

№	λ, Å	Элемент	lg gf	g_λ	W, мÅ	$\frac{H_\parallel(\lambda)}{H_\parallel(5253\ Å)}$
1	4489,75	Fe I	−3,97	1,5	81	0,91
2	5145,098	Fe I	−3,22	1,833	44	0,69
3	5162,277	Fe I	−0,10	1,4	154	1,49
4	5166,977	Fe I	−4,20	1,8	115	1,22
5	5229,859	Fe I	−1,10	1,5	124	1,41
6	5247,059	Fe I	−4,95	2	59	0,63
7	5250,219	Fe I	−4,94	3	62	0,55
8	5253,469	Fe I	−1,72	1,5	75	1,00
9	5269,54	Fe I	−1,32	1,2	478	2,28
10	5302,309	Fe I	−0,89	1,5	157	1,62
11	5367,477	Fe I	+0,23	0,875	157	1,81
12	5397,129	Fe I	−1,98	1,425	239	2,20
13	5234,629	Fe II	−2,45	0,929	81	1,46
14	5172,7	Mg I	−0,38	1,75	1259	1,58
15	5219,71	Ti I	−2,04	1,5	25	0,58
16	5237,328	Cr II	−1,08	1,333	49	1,27

В табл. 1 приведены номера линий (они в дальнейшем будут фигурировать на графиках) длин волн, название элемента, силы осцилляторов, факторы Ланде, наблюдаемые эквивалентные ширины, отношение сигналов магнитографа в линии к сигналу в линии Fe I 5253 Å.

Подробности о положении щелей магнитографа, калибровки сигнала и др. можно найти в [5].

Имеем задачу: по известным отношениям сигнала магнитографа для ряда линий необходимо восстановить распределение напряженности магнитного поля в атмосфере.

Первоначально мы предполагали определить зависимость между измеряемой напряженностью поля и эффективной глубиной образования линии. Затем, анализируя эти соотношения, определить ход напряженности магнитного поля в атмосфере. Однако этот путь не привел к успеху. Рассчитанные отношения $H_\parallel(\lambda)/H_\parallel(5253\ Å)$ (здесь мы обозначаем сигнал магнитографа в параметре Стокса V через $H_\parallel(\lambda)$) плохо коррелировали с данными наблюдений. Видимо, эффективные глубины дают недостаточно точную информацию о месте образования линии.

Вклад каждого слоя атмосферы в измеряемый сигнал магнитографа можно определить, задавая зависимость напряженности магнитного поля $H(\tau)$ от оптической толщины в непрерывном спектре следующим образом:

$$H(\tau) = \text{const},\ 0 \leqslant \tau \leqslant \tau_0,\quad H(\tau) = 0,\ \tau > \tau_0.$$

Обозначим $H_{\parallel,\tau_\infty}(\lambda)$ сигнал магнитографа при τ_0, максимально возможной для выбранной модели атмосферы. Для модели атмосферы Хольвегера $\tau_\infty = 10{,}4$.

Относительный вклад каждого слоя атмосферы в сигнал магнитографа определяется

$$A_{k,n} = (H_{\parallel,\tau_n}(\lambda_k) - H_{\parallel,\tau_{n-1}}(\lambda_k))/H_{\parallel,\tau_\infty}(\lambda_k),\quad k = 1, 2, \ldots, 16, \tag{1}$$

здесь индекс k соответствует номеру линии в табл. 1, $H_{\parallel,\tau_n}(\lambda_k)$ — сигнал магнитографа для линии с номером k, рассчитанный теоретически для напряженности магнитного поля, обращающейся в нуль при $\tau_0 = \tau_n$. В дальнейшем величину $A_{k,n}$ будем называть функцией или матрицей вклада.

Матрица вклада $A_{k,n}$ была рассчитана для следующих значений τ_n:

$$\tau_n = 0{,}01;\ 0{,}02;\ 0{,}04;\ 0{,}06;\ 0{,}1;\ 0{,}2;\ 0{,}4;\ 0{,}5;\ 10{,}4.$$

Этих значений оказалось достаточно для уверенного интерполирования промежуточных значений.

На рис. 3 (*а* — *г*) показаны соответствия теоретически рассчитанных и измеренных отношений значений сигналов магнитографа $H_{\parallel,\tau_n}(\lambda_k)/H_{\parallel,\tau_n}(\lambda_8)$ для точек исчезновения магнитного поля $\tau_n = 0{,}02$; 0,04; 0,06; 10,4 соответственно.

При $\tau_n = 0{,}04$ имеем довольно хорошее соответствие теории и наблюдений. Вывод о том, что магнитное поле занимает область порядка $\tau = 0{,}04$, не изменится и при более точных расчетах.

На рис. 4 приведена интегральная функция вклада

$$y_{k,n} = H_{\parallel,\tau_n}(\lambda_k)/H_{\parallel,\tau_\infty}(\lambda_k). \qquad (2)$$

Величину $y_{k,n}$ несколько более наглядно, чем $A_{k,n}$, можно представить на графике. Мы видим, что основной вклад в параметр Стокса V у большинства использованных линий происходил на глубинах $\tau < 0{,}1$.

Поскольку мы пренебрегли нелинейными эффектами, связанными с насыщением сигналов магнитографа при больших полях, то можно положить значение напряженности магнитного поля первого слоя равным 1. Тогда уравнения для наблюдаемых отношений $I(\lambda_k)$ будут иметь вид

$$I(\lambda_k)/I(\lambda_{12}) = A_{k,1} + \sum_{n=2}^{7} A_{k,n}H_n, \quad k = 1, 2, \ldots, 16, \qquad (3)$$

здесь H_n — значение магнитной напряженности поля в слое n, выраженное в единицах напряженности первого слоя. Делитель $I(\lambda_{12})$ в левой части уравнения возникает из-за необходимости перейти к нормировке по отношению к линии Fe I 5997,129 Å. Область образования этой линии целиком лежит в первом слое, т. е. при $\tau < 0{,}01$.

Условные уравнения (3) решались методом наименьших квадратов с применением сингулярного разложения матрицы плана [8]. Принимались в расчет только уравнения, соответствующие линиям Fe I. Линии № 6, 7 с большим фактором Ланде были исключены, поскольку на рис. 3 (*а* — *г*) они систематически показывают большие отклонения. Для данных линий, видимо, необходимо при решении системы (3) учитывать нелинейные эффекты, связанные с насыщением сигнала магнитографа. Линии № 14 — 16 были также исключены, поскольку показывают большие отклонения (см. рис. 3). Для этих линий, видно, требуется индивидуальная подгонка контуров и подбор физических параметров.

При решении уравнений (3) методом сингуляторного разложения необходимо задание ошибки данных ε. Мы положили ее равной $\varepsilon = 0{,}01$ и $\varepsilon = 0{,}1$. Соответственно были рассчитаны две модели магнитного поля. Значения напряженностей магнитного поля приведены в табл. 2.

Абсолютная величина напряженности магнитного поля, поскольку мы пренебрегаем эффектом насыщения, не определяется, поэтому данные в табл. 2 нормированы условием, чтобы максимальная величина H_n равнялась 1.

На рис. 5, *а*, *б* приведены сопоставления величин $H_\parallel(\lambda)/H_\parallel(5397\ \text{Å})$, вычисленных по моделям 1 и 2, с наблюдаемой величиной. Соответствие, особенно для модели 1, хорошее.

На рис. 6 показана зависимость напряженности магнитного поля от оптической толщины слоя в непрерывном спектре. Поскольку, как мы указывали выше, расчеты для $\tau > 0{,}1$ дают ненадежные результаты, эта область на графике не отражена.

Таблица 2

Относительные величины напряженностей магнитного поля

Оптические толщины	Модель 1	Модель 2	Оптические толщины	Модель 1	Модель 2
0,00–0,01	0,286	1	0.06–0,1	–1	0,204
0,01–0,02	0,518	0,69	0,1–0,5	0,140	–0,268
0,02–0,04	0,342	0,668	0,5–10,4	0,896	0,044
0,04–0,06	0,052	0,290			

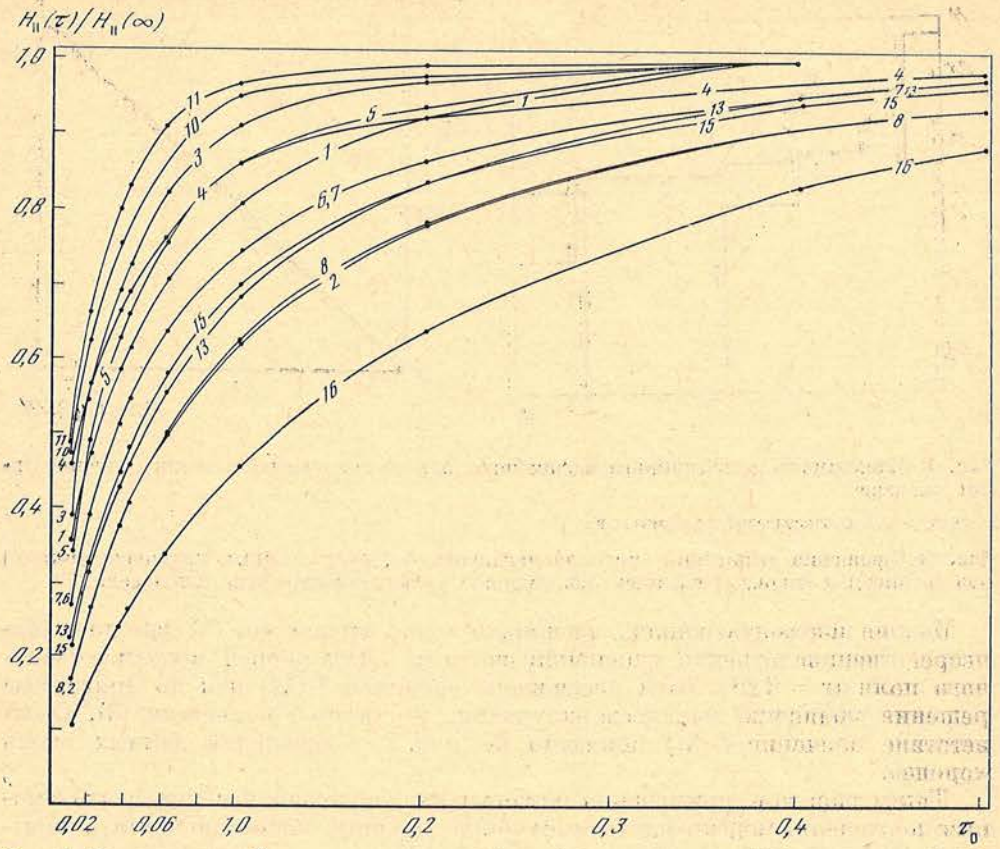


Рис. 4. Интегральные функции вклада в сигнал магнитографа участка атмосферы 0 — τ_0, нормированные к сигналу параллельного поля от атмосферы с однородным постоянным полем

По оси абсцисс отложены оптические толщины τ_0 в непрерывном спектре. Номера у кривых соответствуют номерам линий табл. 1.

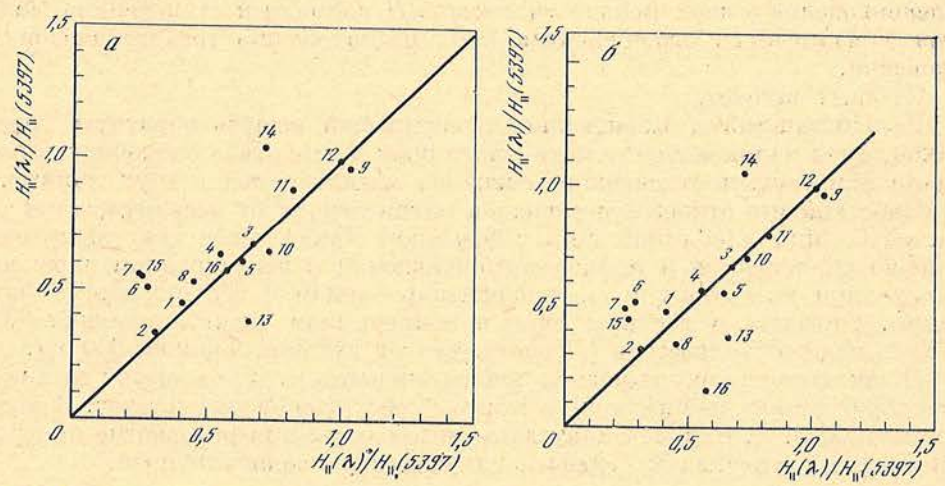
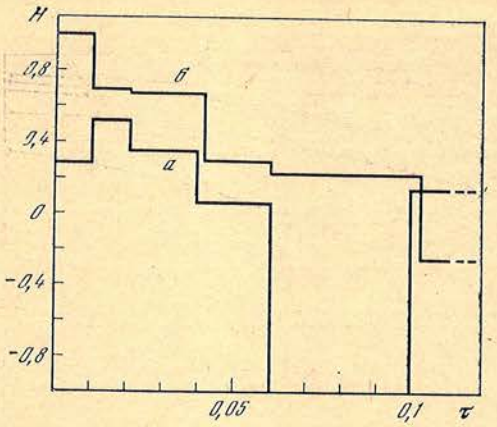


Рис. 5. Соответствие между рассчитанными по функциям вклада (ось ординат) и наблюдаемым (ось абсцисс) отношениям сигналов магнитографа $H_{\parallel}(\lambda)/H_{\parallel}$ (5397 Å)

Рисунки *а* и *б* соответствуют моделям *1* и *2*

Из всего изложенного можно сделать вывод — наблюдаемые величины $I(\lambda_k)$ можно объяснить весьма отличающимися моделями магнитного поля. Однако общими чертами этих моделей будет то, что магнитное поле относительно однородно до оптических глубин в непрерывном спектре порядка 0,04—0,06, затем магнитное поле резко уменьшается или даже меняет знак.



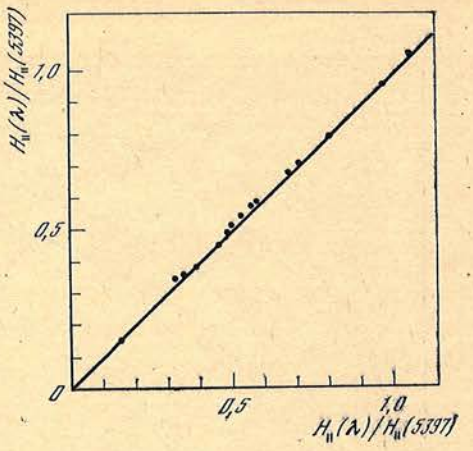


Рис. 6. Зависимость рассчитанного магнитного поля от оптической толщины в непрерывном спектре

Кривые *а* и *б* соответствуют моделям *1* и *2*

Рис. 7. Сравнение отношений сигналов магнитографа, рассчитанных по уравнениям (4) (ось абсцисс), с точным решением (ось ординат) уравнений переноса для модели *1*

Можно поставить вопрос, насколько точно уравнения (3) заменяют непосредственное решение уравнений переноса. Для первой модели магнитного поля ($\varepsilon = 0{,}01$) были рассчитаны значения $I(\lambda_k)$ как по программе решения уравнений переноса излучения, так и по уравнениям (3). Соответствие значений $I(\lambda_k)$ показано на рис. 7. Совпадение данных очень хорошее.

Таким образом, применение матрицы вклада позволяет упростить процесс построения модели магнитного поля. Матрицу можно дополнять новыми данными, провести учет нелинейных эффектов, уточнить разбиение атмосферы на отдельные слои. Разумеется, остается ограничение — предположение о параллельности вектора напряженности магнитного поля нормали к атмосфере. Возможно, однако, на сигнал магнитографа определяющее влияние имеет только проекция вектора H на луч зрения — тогда предположение о параллельности вектора H нормали к атмосфере не является существенным ограничением. Это предположение требует численной проверки.

Сделаем выводы.

Разработан метод вычислений, позволяющий решать обратную задачу нахождения напряженности магнитного поля в атмосфере спокойного Солнца по измеренным отношениям сигналов магнитографа в двух линиях.

Наблюдаемые отношения сигналов магнитографа от невозмущенных областей Солнца для линий Fe I с фактором Ланде менее двух достаточно хорошо объясняются в рамках предположения о неоднородном плоскопараллельном магнитном поле, сконцентрированном в верхних слоях фотосферы. Оптическая толщина слоя в непрерывном спектре порядка 0,04, что по модели Хольвегера [7] соответствует глубине порядка 200 км.

В заключение хочу выразить признательность С. И. Гопасюку за предоставление данных наблюдений, а также за обсуждение результатов. Я также благодарен Э. А. Барановскому за ценные советы при разработке программы решения уравнений переноса излучения в магнитном поле.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Stenflo J. O.*— Solar Physics, 1973, vol. 32, N 1, p. 41—63.
2. *Рачковский Д. Н., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 71, с. 79—86.
3. *Unno W.*— Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, vol. 8, N 3—4, p. 108—125.
4. *Рачковский Д. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1963, т. 29, с. 97.
5. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 73, с. 159—170.
6. *Рачковский Д. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 158—160.
7. *Holweger H.*— Ztschr. Astrophys., 1967, Bd. 65, H. 5, S. 367—417.

УДК 523.9

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА СОЛНЦЕ

А. Г. Косовичев

Выполнено исследование нелинейного взаимодействия радиальных собственных колебаний Солнца (акустических мод $p_{10} - p_{30}$) путем численного решения методом конечных разностей уравнений газовой динамики в адиабатическом приближении. Найдено, что в результате нелинейных эффектов возбуждаются колебание с низкой частотой, приблизительно равной разности частот первоначально заданных акустических мод, и колебания с высокими частотами, равными суммам частот акустических мод. Исследованы свойства низкочастотного колебания, которое привлекается в [1—5] для объяснения 160-мин колебания Солнца. Показано, что, хотя при некоторых условиях период низкочастотного колебания может быть близок к 160 мин, но независимо от числа взаимодействующих мод и их фаз для объяснения наблюдаемой амплитуды 160-мин колебания необходимо, чтобы амплитуды акустических мод были на 2—3 порядка выше наблюдаемых. Сделан вывод, что нелинейными эффектами акустических колебаний нельзя объяснить существование на Солнце колебания с периодом 160 мин.

NONLINEAR EFFECTS OF ACOUSTIC OSCILLATIONS IN THE SUN, by *A. G. Kosovichev*.— A finite-difference method for the adiabatic equations of gas dynamics was used to study nonlinear interactions of radial acoustic modes ($p_{10} - p_{30}$) in the Sun. It is shown that nonlinear effects generate a low frequency oscillation — its frequency is approximately the difference of the initial acoustic mode frequencies — and high frequency oscillations whose frequencies are the sums of the acoustic mode frequencies. Some characteristics of low frequency oscillation adopted in [1—5] for the interpretation of 160-min oscillation of the Sun have been analyzed. It has been found, that although the period of low frequency oscillation may be close to 160 min, the amplitudes of acoustic modes must be 10^2—10^3 times the observed ones independently of the number of interacting modes and their phases. Thus we are inclined to conclude, that the 160-min oscillation cannot be explained in terms of nonlinear effects of acoustic mode oscillations in the Sun.

1. Введение

Теоретическое исследование нелинейных радиальных пульсаций звезд представляет большой интерес для интерпретации наблюдений переменных звезд и является одной из классических задач астрофизики. В последние годы достигнут значительный прогресс в развитии математической теории нелинейных пульсаций звезд. В частности, в [1—3, 6] вычислены коэффициенты нелинейного взаимодействия как для радиальных, так и нерадиальных мод и получил дальнейшее развитие метод Волтьера [7] решения нелинейных уравнений гидродинамики, описывающих звездные пульсации. Суть этого метода заключается в том, что решение ищется в виде линейной комбинации собственных функций линеаризованной системы уравнений гидродинамики, причем коэффициенты этого ряда (амплитуды колебаний) предполагаются зависящими от времени и определяются из решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, связанных между собой через коэффициенты нелинейного взаимодействия мод. В численном эксперименте [1] по изучению нелинейного взаимодействия радиальных мод собственных колебаний, который состоял в решении упомянутой выше системы уравнений для амплитуд собственных мод, найдено появление в спектре колебаний пика на некоторой частоте ω_N, меньшей частоты фундаментальной моды ω_f. В линейной теории частота ω_f является минимальной частотой радиальных колебаний, и поэтому очевидно, что колебание с частотой ω_N обусловлено нелинейными эффектами. Точное значение ω_N оказалось зависящим от числа взаимодействующих мод, а также их фаз и амплитуд, задаваемых в начальный момент времени, однако приближенное значение ω_N составило около $^2/_5\ \omega_f$.

Рассматривая приложения нелинейной теории к осцилляциям Солнца, В. Даппен и Ж. Перданг высказали в [1] предположение, что наблюдаемое 160-мин колебание Солнца может представлять собой именно такое низкочастотное нелинейное колебание, вызванное взаимодействием глобальных 5-мин мод (глобальными мы будем называть собственные колебания, соответствующие низким степеням сферических гармоник). Действительно, период фундаментальной радиальной моды солнечных колебаний составляет около 60 мин, и, следовательно, период нелинейного колебания $P_N = 2\pi/\omega_N \approx \approx {}^{5}/_{2} \cdot 60$ мин $= 150$ мин, что близко к наблюдаемому значению. Однако расчеты также показали, что, для того чтобы нелинейное низкочастотное колебание имело наблюдаемую амплитуду относительных смещений на поверхности $\delta R/R \sim 10^{-6}$, необходимо, чтобы амплитуды взаимодействующих мод составляли около 10^{-3}, т. е. примерно на три порядка больше наблюдаемых амплитуд глобальных 5-мин мод. Так как в [1—3] были исследованы нелинейные эффекты взаимодействия лишь для сравнительно небольшого числа мод (от трех до семи), то авторы рассматриваемой гипотезы высказали предположение, что при увеличении числа взаимодействующих мод значения их амплитуд, требуемые для возбуждения нелинейного колебания, могут быть значительно ниже. Реально на Солнце наблюдается несколько десятков глобальных акустических мод.

Мы рассмотрим здесь нелинейное взаимодействие высокочастотных радиальных сферически-симметричных акустических колебаний Солнца (p-мод), применяя для решения нелинейных гидродинамических уравнений метод конечных разностей [8], который позволяет, во-первых, исследовать взаимодействие сразу большого числа мод (~ 40 в наших расчетах) и, во-вторых, учесть более точно нелинейные члены, не ограничиваясь лишь членами второго порядка, как в методе Волтьера.

Ранее аналогичный подход применялся нами в [9, 10] при изучении распространения акустических возмущений на Солнце, где было показано, что адиабатические возмущения внутри Солнца приводят к появлению на поверхности квазипериодических колебаний, спектр которых качественно совпадает с наблюдаемым спектром 5-мин колебаний. Было также отмечено, что суперпозиция акустических мод может привести к длиннопериодному колебанию, однако его период для всех рассмотренных моделей внутреннего строения Солнца оказался меньше 131 мин. Нелинейные эффекты не были рассмотрены.

В п. 2 сформулирована математическая модель нелинейных радиальных пульсаций, в п. 3 представлены результаты расчетов, и в п. 4 рассмотрены вытекающие из них следствия для теории колебаний Солнца.

2. Математическая модель нелинейных радиальных колебаний

Система уравнений газовой динамики, описывающая сферически-симметричные колебания звезд в адиабатическом приближении, имеет вид

$$\partial r/\partial t = v, \quad \partial r^3/\partial s = 3/\rho,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial P}{\partial s} - \frac{4\pi G s}{r^2}, \qquad \frac{\partial E}{\partial t} = -P \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{\rho}\right),$$

$$P = R\rho T/\mu, \qquad E = RT/\mu(\gamma - 1).$$

Здесь t — время, r — радиус, ρ — плотность среды, s ($ds = \rho r^2 dr$) — лагранжева массовая координата, v — скорость, P — давление, E — внутренняя энергия, T — температура, μ — молекулярный вес, γ — показатель адиабаты, G — гравитационная постоянная и R — газовая постоянная.

В качестве исходного стационарного состояния взята стандартная модель внутреннего строения Солнца, рассчитанная нами в [11]. Для возбуждения колебаний в начальный момент времени $t = 0$ задавались адиабатические возмущения исходного равновесного состояния, конкретный вид которых приведен в следующем разделе.

Граничные условия выбраны в виде: $v = 0$ при $s = 0$ — условие симметрии в центре и $P = P_0 = \text{const}$ при $s = M_\odot/4\pi$ на верхней границе (на уровне фотосферы). Вообще говоря, физически более обоснованным было бы задание верхнего граничного условия при $P_0 = 0$, как было сделано нами в [9, 12]. Однако в этом случае приходится рассматривать распространение колебаний в атмосфере Солнца, что приводит к необходимости учета неадиабатических эффектов, связанных с образованием ударных волн (см. [12]), что осложняет решение поставленной здесь задачи — изучения нелинейных взаимодействий мод внутри Солнца. Очевидно, перенос граничного условия на уровень фотосферы не оказывает существенного влияния на акустические колебания, частота которых ниже лэмбовской акустической частоты обрезания фотосферы [13]. Однако более высокочастотные колебания не захватываются внутри Солнца и распространяются в атмосферу. В нашей же математической модели эти колебания отражаются от верхней границы. Ниже мы отметим, как данное обстоятельство влияет на результаты.

Физические единицы измерений радиуса, массовой переменной и времени выберем таким образом:

$$r_0 = R_\odot = 6{,}96\cdot 10^{10} \text{ см}, \quad s_0 = M_\odot/4\pi = 1{,}59\cdot 10^{32} \text{ г},$$

$$t_0 = (R_\odot^3/GM_\odot)^{1/2} = 26{,}5 \text{ мин}.$$

Тогда единицы измерений скорости и частоты будут

$$v_0 = (GM_\odot/R_\odot)^{1/2} = 438 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}, \quad f_0 = 1/t_0 = 0{,}63 \text{ мГц}.$$

Для численного решения системы уравнений нами применялась полностью консервативная разностная схема [8], которая имеет второй порядок аппроксимации и обеспечивает выполнение как основных законов сохранения, так и дополнительных соотношений, выражающих баланс по отдельным видам энергии. Разностная сетка строилась таким образом, чтобы по возможности обеспечить близость спектров линейных колебаний дискретной конечно-разностной модели и исходной системы дифференциальных уравнений. Для этой цели мы рассмотрели асимптотическое решение для акустических мод высокого порядка, описывающее собственные функции с большим числом узлов по радиусу. Как известно (см. [13]), оно содержит осциллирующий множитель вида

$$\sin\left(\int_r^1 k_r\, dr - \frac{\pi}{4}\right),$$

где $k_r \approx \omega/c_S$, ω — частота колебаний, c_S — скорость звука. Чтобы обеспечить примерно одинаковое число узлов разностной сетки для каждого периода колебаний собственной функции по радиусу, шаги разностной сетки выбирались из условия $h = C_1/k_r$, где C_1 — некоторая постоянная величина (в наших расчетах C_1 бралось от 0,1 до 0,3). Вблизи границ расчетной области разностная сетка дополнительно сгущалась. Особенно важным оказалось измельчение сетки вблизи поверхности, так как расчеты показали, что нелинейные эффекты проявляются в основном в тонком поверхностном слое. На рис. 1 показан спектр линейных собственных колебаний построенной выше дискретной математической модели Солнца. По оси абсцисс отложен номер колебания, причем фундаментальной моде на этом рисунке соответствует номер 1, а по оси ординат — частоты колебаний в безразмерных единицах. Сплошная прямая показывает асимптотический закон для частот собственных колебаний, выведенный в [14]:

$$\omega_n = \omega_0\,(n + \Delta), \tag{2}$$

где ω_0 и Δ — константы, зависящие от модели Солнца. Здесь $\omega_0 \approx 1{,}36$ (размерная величина $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ равна 136,1 мкГц) и $\Delta \approx 2{,}24$. Из сравнения рассчитанного спектра и асимптотического выражения (2) видно, что дискретная математическая модель хорошо описывает акустические

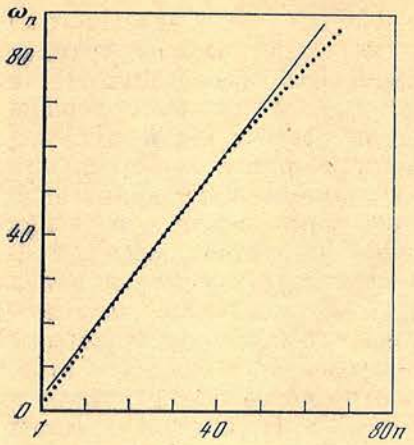


Рис. 1. Спектр частот собственных колебаний дискретной математической модели Солнца

Сплошная прямая линия показывает асимптотический закон для частот собственных колебаний при $n \to \infty$, выведенный для непрерывной модели

моды примерно до моды p_{40}. Частоты колебаний более высоких порядков $n > 40$ заметно искажены ввиду потери аппроксимации на разностной сетке коротковолновых мод. Отметим, что влияние неучитываемых в нашей модели атмосферных слоев приводит к замене дискретного спектра акустических колебаний непрерывным для частот $\omega > 40$.

3. Результаты расчетов

Как уже отмечалось, для того чтобы в рассматриваемой адиабатической модели возбудить колебания, необходимо задать некоторое возмущение стационарного состояния. Нами рассмотрены возмущения двух типов:

1) адиабатическое возмущение плотности и давления, локализованное в центральной области Солнца:

$$\Delta\rho\,(s, 0) = \varepsilon\rho_0 \exp\,[-0{,}5\,(r/a)^2], \qquad \Delta P\,(s, 0) = \gamma\,(P_0/\rho_0)\Delta\rho, \quad a = 0{,}1;$$

2) возмущение в виде суперпозиции нескольких мод колебаний с одинаковыми амплитудами ε и случайными фазами φ_n:

$$\Delta r\,(s, 0) = \varepsilon \sum_n \Delta r_n \cos\varphi_n, \qquad v\,(s, 0) = -\,\varepsilon \sum_n \omega_n \Delta r_n \sin\varphi_n,$$

$$\Delta\rho\,(s, 0) = \varepsilon \sum_n \Delta\rho_n \cos\varphi_n, \qquad \Delta P\,(s, 0) = \varepsilon \sum_n \Delta P_n \cos\varphi_n,$$

где $\Delta r_n\,(s)$, $\Delta\rho_n\,(s)$ и $\Delta P_n\,(s)$ — собственные функции акустической моды p_n.

Расчеты показали, что в первом случае образуется волна, распространяющаяся от центра к поверхности и обратно, причем при выходе ее на поверхность там появляются всплески короткопериодных колебаний.

Более подробно это явление описано в [9]. Со временем вследствие дисперсии акустических колебаний в гравитирующей среде волновой пакет, образованный начальным возмущением, расплывается, и спустя некоторое время $\Delta t \approx 50$ (около 20 ч) колебания на поверхности становятся хаотическими. При увеличении амплитуды волны регулярная картина колебаний нарушается еще быстрее в результате возбуждения других гармоник. На рис. 2 показаны спектры колебаний при $\varepsilon = 10^{-5}$ (*а*) и $\varepsilon = 3\cdot 10^{-5}$ (*б*).

Здесь $\nu = \omega/2\pi$ и все величины даны в безразмерных единицах. Справа в увеличенном масштабе изображены низкочастотные участки спектров, включающие фундаментальную моду (f) и нелинейное колебание (N). В случае *а* амплитуды скорости акустических мод достигают значений $v_p \approx 0{,}4$ км·с$^{-1}$ (максимальную амплитуду имеют моды $p_{15} - p_{18}$). В результате наложения акустических мод поверхность испытывает колебания со средней скоростью $v_s \approx 3{,}1$ км·с$^{-1}$. Амплитуда нелинейного колебания с периодом $P_N \approx 122{,}3$ мин (его частота ω_N приближенно равна разности частот между соседними акустическими модами $\omega_0 \approx 1{,}36$) составляет $v_N \approx 0{,}7$ м·с$^{-1}$. В случае *б* получаются следующие значения скоростей колебаний: $v_p \approx 1{,}1$ км·с$^{-1}$, $v_s \approx 8{,}9$ км·с$^{-1}$ и $v_N \approx 3{,}6$ м·с$^{-1}$. Нелинейное колебание носит здесь многопериодический характер, так как в спектре появляется несколько пиков в диапазоне частот $\nu \approx 0{,}16 \div 0{,}21$. Наибольший по амплитуде пик соответствует колебанию с периодом $P_N \approx 132{,}7$ мин. Небольшой пик с амплитудой $\sim 1{,}4$ м·с$^{-1}$ на частоте $\sim 0{,}16$ соответствует колебанию с периодом около 166 мин.

Из рассчитанных спектров также видно, что для возмущений большой амплитуды характерно появление высокочастотных колебаний в диапазоне

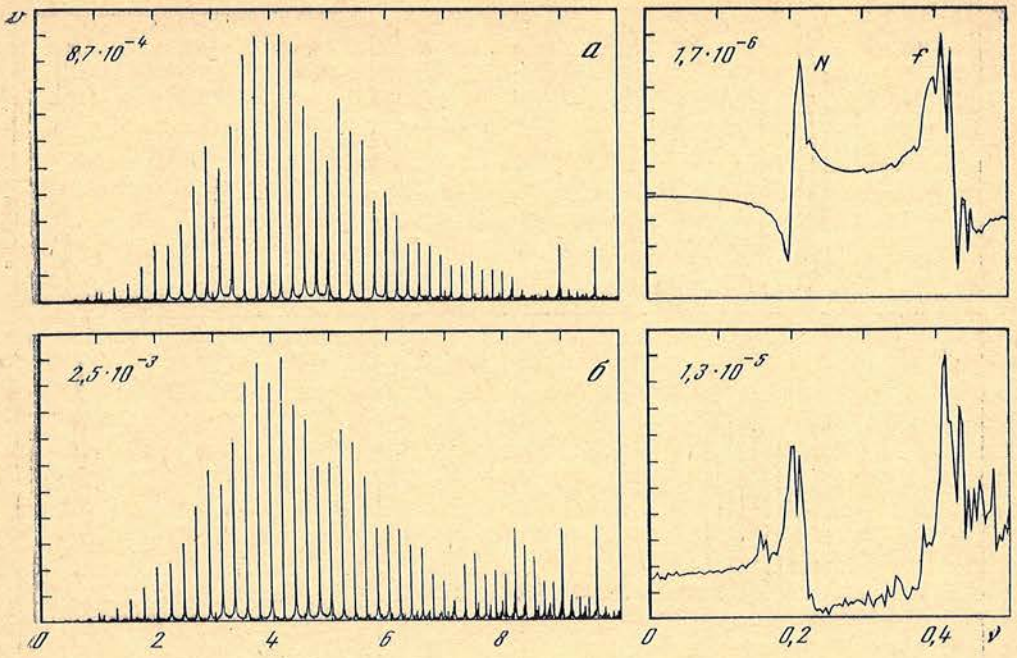


Рис. 2. Спектры колебаний скорости на поверхности для возмущения типа 1 при $\varepsilon = 10^{-5}$ (*а*) и $\varepsilon = 3\cdot10^{-5}$ (*б*)

Все величины указаны в безразмерном виде (единица скорости $v_0 = 438$ км·с$^{-1}$, частоты $f_0 = 0{,}63$ мГц)

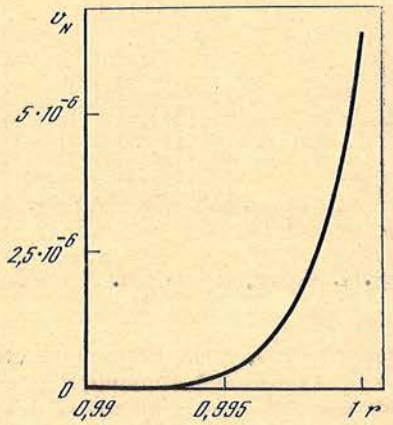


Рис. 3. Зависимость амплитуды v_N нелинейного низкочастотного колебания от радиуса r ($\varepsilon = 3\cdot10^{-5}$)

$\nu \approx 7 \div 10$ (соответствующий диапазон периодов 2,6—3,6 мин). Эти колебания вызваны нелинейными эффектами. Их частоты равны суммам частот основных колебаний, а амплитуды существенно больше амплитуды низкочастотного нелинейного колебания.

На рис. 3 показана зависимость амплитуды скорости низкочастотного нелинейного колебания v_N от радиуса (для случая $\varepsilon = 3\cdot10^{-5}$). Видно, что это колебание появляется лишь в поверхностном слое толщиной $\Delta r \approx 0{,}005$. Кроме того, из расчетов следует, что его частота зависит от радиуса, уменьшаясь от ν_0 (при $r = 0{,}995$) до ν_N (при $r = 1$). Очевидно, что отмеченные зависимости амплитуды и частоты нелинейного колебания связаны с быстрым уменьшением в глубь Солнца амплитуд взаимодействующих акустических мод.

Рассмотрим теперь результаты расчетов для случая 2, представленные на рис. 4 при следующих начальных данных: *а* — 3 моды, $P_{10} - P_{12}$, с амплитудой $\varepsilon = 10^{-2}$; *б* — 11 мод, $P_{10} - P_{20}$, $\varepsilon = 3\cdot10^{-3}$; *в* — 21 мода, $P_{10} - P_{30}$, $\varepsilon = 3\cdot10^{-3}$. Здесь для амплитуд скорости отдельных мод v_p, полной средней скорости колебаний поверхности v_s, амплитуды v_N и периода P_N нелинейного колебания получаются такие значения: *а* — $v_p \approx 4{,}0$ км·с$^{-1}$; $v_s \approx 14$ км·с$^{-1}$; $v_N \approx 28$ м·с$^{-1}$, $P_N \approx 122{,}3$ мин; *б* — $v_p \approx 1{,}3$ км·с$^{-1}$, $v_s \approx 15$ км·с$^{-1}$, $v_N \approx 10$ м·с$^{-1}$, $P_N \approx 129{,}3$ мин; *в* — $v_p \approx 1{,}3$ км·с$^{-1}$, $v_s \approx 28$ км·с$^{-1}$, $v_N \approx 8{,}5$ м·с$^{-1}$, $P_N \approx 135{,}9$ мин. Отсюда

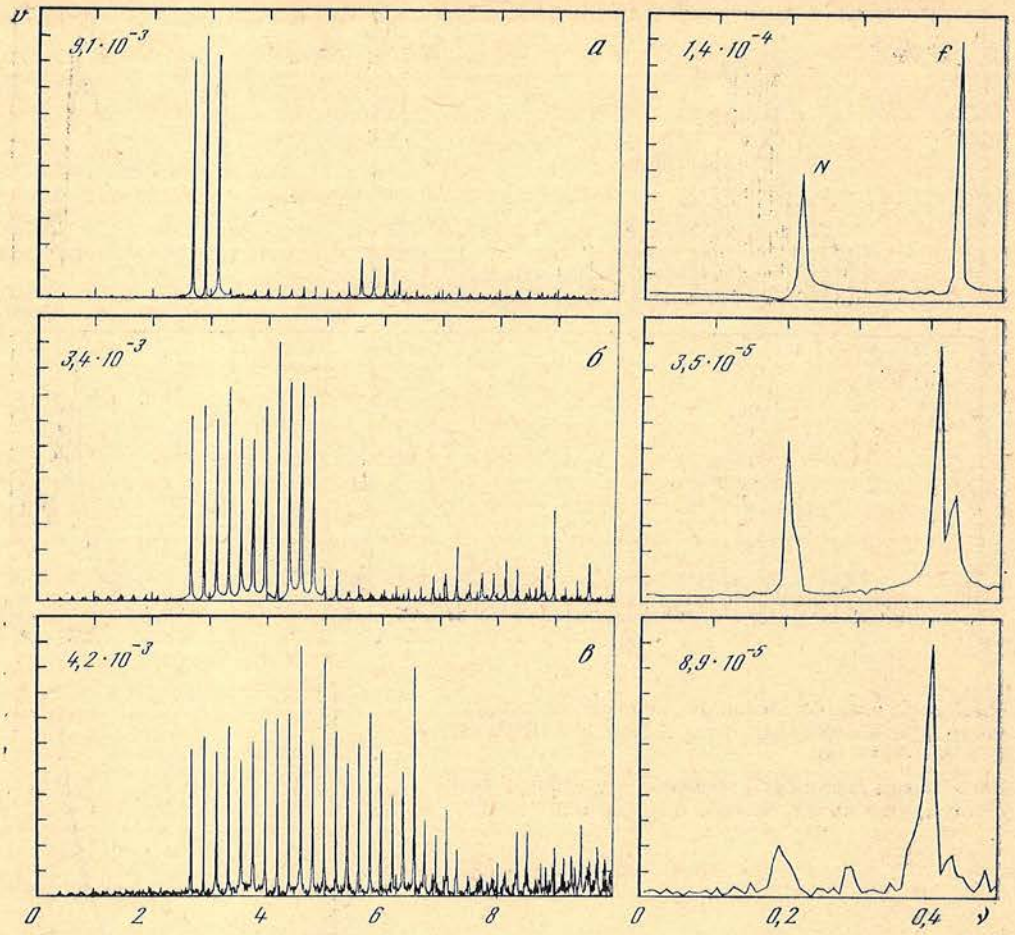


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для возмущения типа 2 при различных начальных данных

следует, что, хотя период нелинейного колебания возрастает с увеличением числа взаимодействующих мод, в данной серии расчетов он не достигает 160 мин. Амплитуда колебания составляет около 10 м·с$^{-1}$, что близко к наблюдаемому значению. Однако скорость колебания поверхности, вызываемого акустическими модами, примерно на три порядка превышает наблюдаемую. Заметим, что на Солнце амплитуды отдельных p-мод по порядку величины совпадают с амплитудой 160-мин колебания, а во всех наших расчетах отношение $v_p/v_N \gtrsim 10^2$. Из сопоставления вариантов *б* и *в* можно сделать вывод, что увеличение числа взаимодействующих мод не приводит к заметному росту амплитуды нелинейного пика в спектре. Интересно также, что во всех наших расчетах амплитуда фундаментальной моды (пик f) сравнима или даже больше амплитуды нелинейного колебания. Период фундаментальной моды радиальных колебаний для выбранной модели внутреннего строения Солнца равен 61,6 мин. В нелинейном режиме колебаний он увеличивается до $P_f \approx 65{,}8$ мин в случае *в*. Возбуждение фундаментальной моды на Солнце в результате нелинейных эффектов служит еще одним аргументом против гипотезы [1—5], поскольку эта мода не обнаружена в наблюдениях.

4. Выводы

Результаты численного моделирования нелинейного взаимодействия акустических мод радиальных колебаний Солнца позволяют сделать следующие выводы.

1. Нелинейные эффекты приводят к возбуждению низкочастотного колебания N с частотой, близкой к разности частот соседних акустических мод, $\nu_0 = \left(2 \Big/ \int\limits_0^{R_\odot} dr/c_s\right)^{-1}$, и высокочастотных колебаний, частоты которых равны суммам частот первоначально заданных мод.

2. Частота колебания N зависит от амплитуд взаимодействующих p-мод: она уменьшается с увеличением амплитуд p-мод. При достаточно больших амплитудах это колебание становится многопериодическим. Результаты качественно совпадают с выводами [1—3].

3. Амплитуда скорости низкочастотного колебания N практически не зависит от числа взаимодействующих мод и составляет примерно 10^{-2}—10^{-3} от значений амплитуд p-мод.

4. Нелинейное низкочастотное колебание сосредоточено в тонком слое вблизи поверхности Солнца: $0{,}995 < r/R_\odot < 1$. Его период зависит от r: он равен ν_0^{-1} при $r \approx 0{,}995\ R_\odot$ и возрастает при приближении к поверхности.

5. Амплитуды колебаний, возбуждаемых на частотах, равных суммам частот исходных мод, существенно выше амплитуды колебания N и могут быть сравнимы по порядку величины с амплитудами исходных p-мод. Это означает, что по сравнению с низкочастотным колебанием высокочастотные колебания возбуждаются более эффективно.

6. Нелинейное взаимодействие p-мод приводит также к возбуждению фундаментальной радиальной моды f с амплитудой, сравнимой с амплитудой колебания N.

Из перечисленных результатов численного моделирования для теории солнечных осцилляций следует:

а) нелинейное колебание с частотой, равной приближенно разности частот p-мод, по-видимому, не может служить объяснением наблюдаемого на Солнце 160-мин колебания, поскольку, во-первых, для того чтобы его амплитуда и частота соответствовали наблюдениям, необходимо, чтобы амплитуды акустических p-мод были на 2—3 порядка выше наблюдаемых, и, во-вторых, в результате нелинейных эффектов возбуждаются фундаментальная радиальная мода (f) с амплитудой, сравнимой с амплитудой колебания N, однако f-мода не обнаружена в наблюдениях;

б) возбуждение высокочастотных колебаний, частоты которых равны суммам частот p-мод и попадают в область непрерывного спектра собственных колебаний Солнца (эти колебания не захватываются внутри Солнца и распространяются в его атмосферу), может быть существенным механизмом затухания глобальных акустических осцилляций Солнца.

В заключение отметим, что в нашей математической модели нелинейных колебаний не были учтены нерадиальные моды, которые, как предполагается в [3], могут усилить низкочастотное колебание N. Однако, как показано выше, увеличение числа взаимодействующих радиальных мод не приводит к заметному росту амплитуды этого колебания, что свидетельствует в определенной степени против данного предположения.

Ноябрь 1985 г.

Литература

1. *Däppen W., Perdang J.*— Mem. Soc. astron. ital., 1984, vol. 55, p. 299—304.
2. *Perdang J., Blacher S.*— Astron. and Astrophys., 1982, vol. 112, p. 35—48.
3. *Däppen W.*— In: Chaos in Astrophysics, NATO, Florida, 1985.
4. *Бисноватый-Коган Г. С.*— В кн.: Проблемы магнитных полей в космосе. М.: Астросовет, 1976, т. 2, с. 67—68.
5. *Perdang J., Blacher S.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1984, vol. 209, p. 905—912.
6. *Dziembowski W.*— Acta Astron., 1983, vol. 32, p. 147.
7. *Woltjer J.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1935, vol. 95, p. 260.
8. *Косовичев А. Г.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1984, т. 69, с. 108—122.
9. *Косовичев А. Г., Северный А. Б.*— Письма в Астрон. журн., 1981, т. 7, с. 304—308.
10. *Kosovichev A. G., Severny A. B.*— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 323—329.
11. *Косовичев А. Г., Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72, с. 188—198.
12. *Косовичев А. Г., Попов Ю. П.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 63, с. 15—24.
13. *Кокс Дж.* Теория звездных пульсаций. М.: Мир, 1983.
14. *Вандакуров Ю. В.*— Астрон. журн., 1967, т. 44, с. 786—797.

УДК 523.7

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

А. С. Андреев, А. Г. Косовичев

Проведено численное моделирование тепловых волн, наблюдавшихся в высокотемпературной корональной плазме во время солнечных вспышек. Показано, что основными физическими факторами, влияющими на распространение тепловых волн, являются насыщение теплового потока и нагрев ионной компоненты плазмы. Первый из них проявляется главным образом в течение нескольких первых секунд после начала вспыщечного энерговыделения, второй — более существен в последующие моменты времени. Определены зависимости скорости тепловых волн от начальных значений термодинамических параметров плазмы. Найдено, что средняя скорость распространения тепловых волн сильнее зависит от плотности плазмы, чем начальной температуры. Расчеты показывают хорошее качественное согласие с данными наблюдений и позволяют уточнить параметры корональной плазмы в арочных структурах магнитного поля.

NUMERICAL CALCULATIONS OF THERMAL WAVES IN THE SOLAR CORONA, by *A. S. Andreev, A. G. Kosovichev.*— A numerical simulation of thermal waves observed in high-temperature coronal plasma during solar flares has been carried out. A heat flux saturation and energy transfer from electrons to ions are shown to be two principal physical factors responsible for thermal waves propagation. The former prevails, mainly, during the first few seconds of flare energy release, the latter is more significant in the succeeding period of time.

The dependence of thermal wave velocity on initial thermodynamic state of plasma has been determined. It is found that the mean velocity depends on density rather than on the initial temperature. Our calculations show a good qualitative agreement with the observational data [1], and make it possible to estimate the parameters of coronal plasma in magnetic arch structures.

1. Введение

В результате наблюдений, выполненных на спутнике SMM, по программе «Год Солнечного Максимума» получена новая информация об активных процессах, протекающих в солнечной короне. В частности, с помощью рентгеновского спектрогелиографа (HXIS) были зарегистрированы быстрые волны в высокотемпературной плазме во время вспышек [1]. Эти волны распространяются в арках вдоль силовых линий магнитного поля со скоростью от 900 до 1600 км·с$^{-1}$. Длина арок достигает 10^5 км, характерные значения температуры и плотности заполняющей их плазмы равны соответственно 10^7 К и 10^{10} см$^{-3}$. Авторы [1] Д. Раст, Ж. Симнетт и Д. Смит проанализировали обнаруженные волновые процессы и сделали вывод, что наблюдаемые быстрые волны в короне по своему физическому характеру являются тепловыми. Действительно, эти волны не могут быть ударными, скорости распространения которых существенно меньше; они не являются быстрыми магнитозвуковыми волнами, поскольку распространяются вдоль магнитного поля; и они также не могут быть связаны с потоками плазмы, так как скорости движения, определенные по доплеровским сдвигам спектральных линий, не превышают 300 км·с$^{-1}$. В [1] приведены оценки скорости тепловых волн в солнечной короне, основанные на автомодельном решении. Однако скорость тепловой волны при $T \approx 10^7$ К и плотности $n \approx 10^{10}$ см$^{-3}$ получилась больше 2000 км·с$^{-1}$. Для согласования с наблюдениями Раст, Симнетт и Смит предположили, что скорость распространения тепла в короне может быть уменьшена эффектами насыщения теплового потока, проявляющимися в разреженных газах, но ограничились лишь качественным обсуждением проблемы.

Нашей целью было численное моделирование тепловых волн в корональной плазме и исследование основных количественных закономерностей

их распространения. В п. 2 обоснована математическая модель для описания интенсивного теплопереноса в высокотемпературной корональной плазме, опирающаяся на уравнение теплопроводности гиперболического типа [2—5], и проведено сопоставление с другими методами учета насыщения теплового потока: моделью обратных потоков [6, 7] и моделью Кэмпбелла [8]. В п. 3 приведены результаты расчетов и в п. 4 их обсуждение.

2. Математическая модель теплопереноса в корональной плазме

Для математического описания процессов теплопроводности в плазме широко используется закон Фурье, согласно которому поток тепла пропорционален градиенту температуры [9]:

$$W_{\Phi} = -\varkappa \frac{\partial T_e}{\partial x}, \tag{1}$$

где $\varkappa = \varkappa(T_e)$ — коэффициент теплопроводности — нелинейная функция электронной температуры. Однако соотношение (1) применимо, только если длина свободного пробега электронов, являющихся носителями тепловой энергии в плазме, мала по сравнению с характерным масштабом изменения температуры. В разреженной плазме это условие может нарушиться, в частности, в этом случае тепловой поток не может превышать некоторого предельного значения, соответствующего конвективному переносу тепловой энергии со скоростью порядка тепловой скорости электронов. Выражение для предельного потока имеет вид

$$W_{\text{п}} = \alpha n_e k T_e \sqrt{kT_e/m_e}, \tag{2}$$

где n_e — концентрация электронов в плазме, k — постоянная Больцмана, m_e — масса электрона. Безразмерный параметр α заключен в пределах от 10^{-2} до 1 в зависимости от влияния различных физических факторов. Он определялся в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу и в численном моделировании переноса тепла по методу Монте-Карло [10]. В частности, в [10] получено значение $\alpha \approx 1/6$.

Для учета в расчетах ограничения теплового потока значением (2) иногда рассматривается так называемая модель обратных потоков [6, 7], в которой для теплового потока принимается выражение

$$W = W_{\Phi} \Big/ \left(1 + \frac{|W_{\Phi}|}{W_{\text{п}}}\right). \tag{3}$$

Фактически модель обратных потоков задает коэффициент теплопроводности в законе Фурье (1) не только в зависимости от температуры, но и от теплового потока. Аналогичная модель предложена в [8] Кэмпбеллом, который также основывался на общем выражении (1) и рассчитал зависимость коэффициента теплопроводности от температуры и теплового потока. Очевидно, что эти математические модели теплопереноса, в которых лишь подправляется закон Фурье с учетом ограничения теплового потока, не являются достаточно обоснованными с физической точки зрения.

В Институте прикладной математики АН СССР (см. [3, 4]) разрабатывается другая математическая модель интенсивного теплопереноса в разреженной плазме, основанная на уравнении для потока тепла, которое следует из кинетического уравнения Больцмана и получено впервые Дж. Максвеллом [2]:

$$\tau \frac{\partial W}{\partial t} + W = -\varkappa \frac{\partial T_e}{\partial x}, \tag{4}$$

где τ — время релаксации теплового потока, которое, как показано в [4], пропорционально характерному времени столкновений между электронами τ_e и зависит от параметра α, определенного в выражении (2), следующим

образом:

$$\tau = \tau_e \alpha^{-2}. \tag{5}$$

Физический смысл уравнения (4) состоит в том, что тепловой поток подстраивается к изменениям градиента температуры не мгновенно, как это имеет место в законе Фурье, а с некоторой временнóй задержкой порядка τ. Уравнение (4) описывает эффект насыщения теплового потока и применимо в широком диапазоне параметров. Мы будем опираться на это уравнение при построении математической модели теплопереноса в солнечной короне.

Прежде всего рассмотрим относительную роль физических процессов, которые могут быть существенны в нашей модели. Это электронная теплопроводность, релаксация теплового потока, нагрев ионной компоненты плазмы за счет электрон-ионных соударений, газодинамические движения и излучение. Об относительной роли этих факторов можно судить, сопоставляя их характерные времена, которые обозначим соответственно: t_c, $t_{\rm rel} \equiv \tau$, $t_{\rm ion}$, $t_{\rm dyn}$ и $t_{\rm rad}$. Пусть $L_0 \sim (d \ln T_e/dx)^{-1}$ — характерный масштаб изменения температуры, тогда $t_c = L_0^2 c_V/\varkappa$, $t_{\rm ion} \approx 10^3 \tau_e$, $t_{\rm rad} = c_V T/Q_{\rm rad}$, $t_{\rm dyn} = L_0/c_S$, где $Q_{\rm rad}$ — мощность радиативных потерь в высокотемпературной плазме, c_S — скорость звука. На рис. 1 показаны области влияния различных факторов на процесс теплопроводности. В частности, эффект насыщения теплового потока необходимо учитывать в области, расположенной выше прямой $t_{\rm rel} = t_c$; нагрев ионной компоненты — при $t_{\rm ion} < t_c$; газодинамические процессы — при $t_{\rm dyn} < t_c$ и потери энергии на излучение — при $t_{\rm rad} < t_c$. Область наблюдаемых значений плотности и температуры указана заштрихованным прямоугольником. Из этого рисунка видно, что в нашей математической модели необходимо учитывать эффект насыщения теплового потока и нагрев ионов, а остальные факторы менее существенны. Отметим, что ионной теплопроводностью можно также пренебречь при рассматриваемых условиях. Соответствующая этому приближению система уравнений имеет вид

$$nc_V \frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{\partial W_e}{\partial x} + \frac{3}{2} \frac{nk(T_e - T_i)}{\tau_{\rm eq}} = 0,$$

$$nc_V \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{3}{2} \frac{nk(T_e - T_i)}{\tau_{\rm eq}} = 0, \qquad \tau \frac{\partial W_e}{\partial t} + W_e + \varkappa \frac{\partial T_e}{\partial x} = 0, \tag{6}$$

где $n = n_e = n_i$ — концентрация электронов и ионов в полностью ионизованной плазме, которую примем состоящей только из водорода, $c_V = {}^3/_2 k$ — теплоемкость в расчете на одну частицу, W_e — тепловой поток, переносимый электронами, T_e и T_i — соответственно электронная и ионная температуры, $\tau_{\rm eq}$ — характерное время обмена энергиями между электронами и ионами. Заметим, что поскольку магнитное поле ограничивает теплопроводность поперек силовых линий, то нашу задачу можно рассматривать в одномерном приближении, считая, что все параметры изменяются только по координате x, направленной вдоль силовой линии магнитного поля. Известно (см. [9]), что для полностью ионизованной водородной плазмы

$$\varkappa = 0{,}95 \frac{k^{7/2} T_e^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 \Lambda},$$

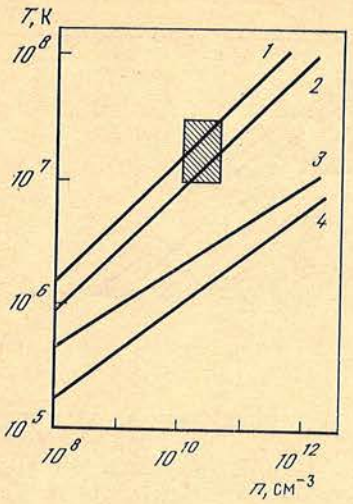
$$\tau_e = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{m_e^{1/2} k^{3/2}}{e^4 \Lambda} \frac{T_e^{3/2}}{n}, \qquad \tau_{\rm eq} = \frac{\tau_e}{2} \frac{m_i}{m_e}, \tag{7}$$

где $\Lambda = \ln \left[\frac{3}{2} \left(\frac{k^3 T_e^3}{\pi n} \right)^{1/2} \frac{1}{e^3} \right]$ — кулоновский логарифм, e — заряд электрона, m_e и m_i — массы электронов и ионов.

Начальные и граничные условия задавались в виде

$$T_e(x, 0) = T_i(x, 0) = T_0 = \text{const}, \tag{8}$$

$$T_e(0, t) = pt^q + T_0, \quad T_e(L, t) = T_0. \tag{9}$$



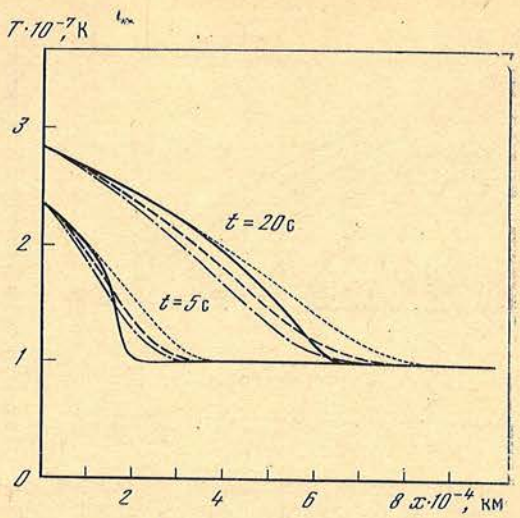


Рис. 1. Области влияния различных физических факторов на процесс теплопереноса: 1 — $t_{rel} = t_c$, 2 — $t_{ion} = t_c$, 3 — $t_{dyn} = t_c$, 4 — $t_{rad} = t_c$

Рис. 2. Профили фронта тепловой волны в различных моделях теплопереноса

Здесь $L = 10^5$ км — размер расчетной области, $q = {}^2/_9$, а параметр p подбирается таким образом, чтобы за время $t_0 = 30$ с температура на левой границе расчетной области при $x = 0$ достигла значения $3 \cdot 10^7$ К. Граничные условия (9) обоснованы в [1] из данных наблюдений и модулируют быстрый нагрев плазмы во вспышках.

Для численного решения поставленной задачи применялись неявная разностная схема, предложенная в [11], и итерационный метод Ньютона.

На рис. 2 показаны профили электронной температуры для двух моментов времени (нагревом ионов здесь пренебрегалось), полученные для различных моделей теплопереноса: для классического закона Фурье (1) (пунктирная линия), модели обратных потоков (3) (штриховая линия), модели Кэмпбелла (штрихпунктирная линия) и для модели, основанной на уравнении (4) (сплошная линия). Видно, что скорость распространения теплового фронта уменьшается во всех трех моделях, учитывающих ограничение теплового потока, однако модель обратных потоков и модель Кэмпбелла дают более пологий профиль фронта тепловой волны. Этот существенный недостаток был рассмотрен подробно в [4].

3. Результаты расчетов

Результаты расчетов тепловых волн представлены на рис. 3 и 4, где показаны профили температур электронов и ионов для девяти последовательных моментов времени: $t = 0{,}1$; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35 и 40 с, при следующих начальных данных: а) $T_0 = 10^7$ К, $n = 10^{10}$ см$^{-3}$ (рис. 3) и б) $T_0 = 10^7$ К, $n = 2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ (рис. 4). Как видно, во втором случае скорость распространения тепла заметно меньше, а нагрев ионов сильнее. Расчеты также показывают, что фронт тепловой волны оказывается протяженным. Поэтому довольно затруднительно определить скорость его распространения, так как прогрев плазмы до различных температур происходит с разной скоростью. Очевидно, что для сопоставления с наблюдениями [1] следует использовать примененный там метод определения скорости тепловой волны. В наблюдениях скорость волны определялась по заданному уровню скорости отсчетов рентгеновского спектрометра. Однако калибровка этого инструмента, которая позволила бы связать скорости отсчетов с температурой источника, еще не опубликована и находится в стадии доработки (Симнетт, 1985, частное сообщение). Поэтому мы ограничимся лишь качественным сопоставлением расчетов с наблюдениями.

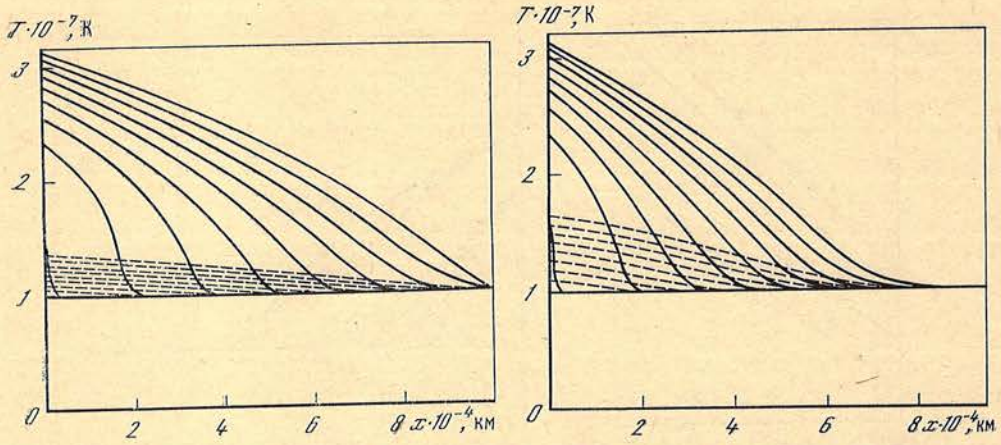


Рис. 3. Зависимости электронной (сплошные линии) и ионной (штриховые) температур от координаты x в последовательные моменты времени $t = 0{,}1$; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40 с

Соответствующие кривые расположены последовательно слева направо. Плотность плазмы $n = 10^{10}$ см$^{-3}$.

Рис. 4. То же, что на рис. 3, $n = 2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$

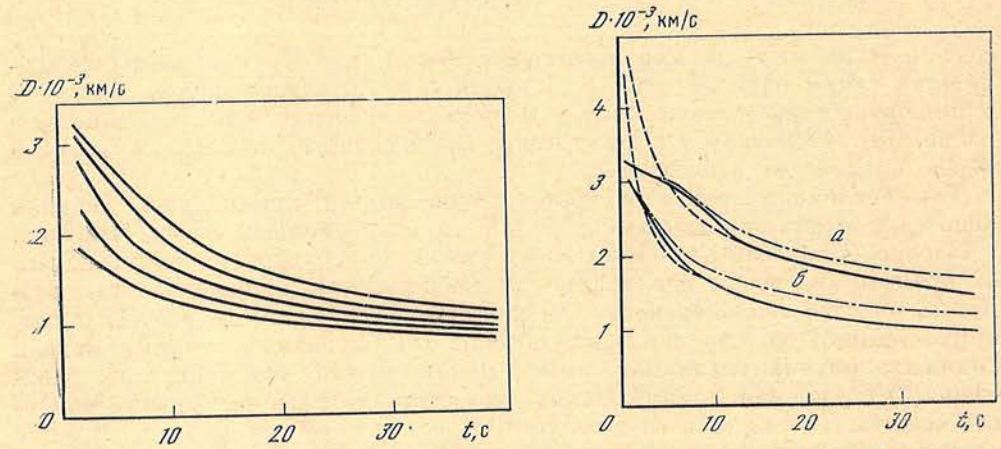


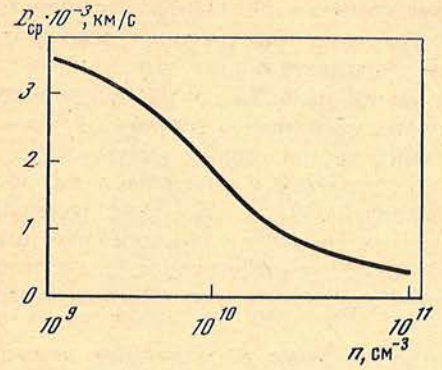
Рис. 5. Зависимости скорости тепловой волны от времени, вычисленные для различных уровней температуры

Рис. 6. Зависимости скорости тепловой волны (нагрев до $1{,}5 \cdot 10^7$ К) от времени

а — $n = 10^{10}$ см$^{-3}$, *б* — $n = 2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$

На рис. 5 показаны зависимости скорости фронта тепловой волны от времени для варианта б) (см. рис. 4), вычисленные для различных уровней температуры: 20; 17,5; 15; 12,5 и 11 млн. град (соответствующие кривые расположены на рис. 5 снизу вверх). Для сопоставления с наблюдениями выберем среднее значение, соответствующее скорости нагрева плазмы до температуры $1{,}5 \cdot 10^7$ К.

Влияние эффекта насыщения теплового потока и нагрева ионов на скорость распространения волны показано на рис. 6, где штриховые линии — расчеты с указанными выше данными а) и б) без учета насыщения теплового потока, но с учетом нагрева ионов, штрихпунктирные — с учетом эффекта насыщения, но без учета нагрева ионов и сплошные — с учетом обоих факторов. Эти расчеты показывают, что эффект насыщения теплового потока оказывает существенное влияние на скорость волны только в начальные моменты времени, приблизительно до $t = 5$ с, и в дальнейшем роли не играет. Нагрев ионов, наоборот, заметно сказывается на уменьшении скорости при $t > 5$ с и оказывает более сильное влияние при плотности $2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ (вариант б)



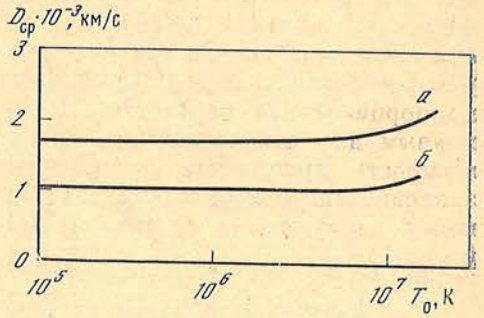


Рис. 7. Зависимость средней скорости тепловой волны от плотности плазмы ($T_0 = 10^7$ К)

Рис. 8. Зависимости средней скорости тепловой волны от начальной температуры плазмы
а — $n = 10^{10}$ см$^{-3}$; *б* — $n = 2\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$

Зависимости средней скорости волны, которая вычислялась из соотношения $D_{ср} = x_ф(t_0)/t_0$, где $x_ф(t_0)$ — координата фронта в момент $t_0 = 40$ с, от плотности при $T_0 = 10^7$ К и от начальной температуры T_0 при $n = 10^{10}$ см$^{-3}$ и $n = 2\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ показаны на рис. 7 и 8. Как видно, средняя скорость зависит сильнее от концентрации электронов в плазме, чем от начальной температуры. Это позволяет по наблюдаемой скорости распространения тепловых волн уточнить значения плотности плазмы в арочных структурах короны. Измеренные в [1] скорости $D_{ср} = 900 \div 1600$ км·с$^{-1}$ соответствуют электронной концентрации $n = (1{,}5 \div 3)\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, что хорошо согласуется с наблюдаемыми величинами. В частности, для вспышки 05.11 1980 г. в [1] было найдено $n = (2{,}3 \pm 0{,}7)\cdot 10^{10}$ см$^{-3}$.

4. Обсуждение результатов и выводы

Изучение процессов, происходящих в корональной плазме во время солнечных вспышек, представляет большой интерес для понимания основных механизмов вспышек. Наблюдения тепловых волн [1] убедительно свидетельствуют, что значительная часть тепловой энергии в импульсной фазе вспышек выделяется в короне. Тепловые волны могут дать важную информацию об источнике первичного вспышечного энерговыделения, и поэтому необходимо их теоретическое исследование.

Здесь представлен первый этап разработки теории: обоснована физико-математическая модель интенсивного теплопереноса в плазме солнечной короны, рассмотрена роль различных физических факторов, влияющих на распространение тепловых волн; определена зависимость их средней скорости от начальных значений термодинамических параметров плазмы. Второй этап, который будет включать расчеты тепловых волн для различных моделей вспышечного нагрева в короне, позволит, как мы надеемся, определить основные характеристики источника тепловой энергии.

На первом этапе мы выяснили, что распространение тепловых волн в короне можно с хорошей точностью описывать в рамках простой математической модели, которая включает в себя одномерные уравнения теплопроводности (6), учитывающие релаксацию теплового потока, в двухтемпературном приближении. В результате численных расчетов показано, что насыщение теплового потока играет заметную роль лишь в первые моменты времени после начала вспышечного нагрева плазмы. Этот результат противоречит предположению [1] о том, что насыщение потока может быть определяющим фактором ограничения скорости тепловых волн. Существенным оказался нагрев ионной компоненты плазмы, в результате которого скорость тепловых волн уменьшается примерно на 25%. Влияние этого фактора возрастает с увеличением плотности плазмы. Исследование зависимости скорости распространения тепловых волн от начальных параметров

плазмы показало, что средняя скорость практически не зависит от начальной температуры. Это означает, что в условиях быстрого вспышечного нагрева до высоких температур $\sim 3\cdot10^7$ К распространение тепловой энергии происходит почти так же, как в холодной среде ($T_0 = 0$), и скорость распространения определяется в основном теплоемкостью плазмы, которая пропорциональна плотности. Данное обстоятельство может стать существенным для дальнейшего развития теории, поскольку указывает на возможность применения автомодельных решений [4, 5]. Из рассчитанной зависимости средней скорости волны от плотности мы установили, что диапазон наблюдаемых скоростей 900—1600 км·с$^{-1}$ соответствует значениям плотности $(1-3)\cdot10^{10}$ см$^{-3}$, которые хорошо согласуются с наблюдениями [1].

Для дальнейшего развития теории тепловых волн в солнечных вспышках очень важно более детальное сопоставление расчетов с данными наблюдений с учетом калибровки рентгеновского спектрометра HXIS.

Авторы выражают благодарность Е. Н. Сотскому за полезное обсуждение.

Ноябрь 1985 г.

Литература

1. *Rust D. M., Simnett G. M., Smith D. F.*— Astrophys. J., 1985, vol. 288, p. 401—409.
2. *Maxwell J. C.*— Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1867, vol. 157, p. 49—88.
3. *Волосевич П. П., Косарев В. И., Леванов Е. И.* Об учете ограничения теплового потока в численном эксперименте: Препринт № 21. М.: ИПМ АН СССР, 1978. 22 с.
4. *Косарев В. И., Леванов Е. И., Сотский Е. Н.* Об одном способе описания процесса электронной теплопроводности в высокотемпературной плазме: Препринт № 142. М.: ИПМ АН СССР, 1981. 25 с.
5. *Moses G. A., Duderstadt J. J.*— Phys. Fluids, 1977, vol. 20, p. 762—770.
6. *Сермулиня Б., Спектор А.*— В кн.: Исследования Солнца и красных звезд. Рига: Зинатне, 1984, с. 5—12.
7. *Craig I. J. D., Davis J. W.*— Solar Phys., 1984, vol. 90, p. 343—356.
8. *Campbell P. M.*— Phys. Rev A, 1984, vol. 30, p. 365—373.
9. *Брагинский С. И.*— В кн.: Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963, т. 1, с. 183—272.
10. *Manheimer W. M., Klein H. H.*— Phys. Fluids, 1975, vol. 18, p. 1031—1033.
11. *Сотский Е. И.* О некоторых разностных схемах для уравнения теплопереноса гиперболического типа: Препринт № 102. М.: ИПМ АН СССР, 1985. 22 с.

УДК 522.617

СКАНИРУЮЩИЙ СПЕКТРОМЕТР НА БАЗЕ ДИССЕКТОРА С ЭОП

А. Б. Букач, И. В. Ильин, А. Е. Тарасов, А. Г. Щербаков

В Крымской астрофизической обсерватории введен в эксплуатацию спектрометр на базе диссектора, сочлененного с однокаскадным ЭОП с помощью волоконной оптики. Диссектор позволяет реализовать считывание кадра, состоящего из 256 × 64 независимых элементов разложения размером 0,1 × 0,4 мм. Управление, контроль и тестирование спектрометра, а также сбор информации и ее предварительная обработка осуществляются от микро-ЭВМ «МЕРА-60» при поддержке операционной системы RT-60. Используемый процессор обеспечивает максимальную скорость сканирования, равную 60 мкс на элемент разрешения диссектора.

Фотоприемный блок спектрометра установлен в фокусе первой камеры спектрографа куде 2,6-м телескопа. Рабочая дисперсия составляет 0,42 Å/элемент, спектральное разрешение 2 элемента, диапазон спектральной чувствительности 4000—8000 Å. Приведены результаты исследования спектрометра и результаты наблюдений стандартных и переменных звезд.

NEW IMAGE DISSECTOR SPECTROMETER OF THE CRIMEAN ASTPOPHYSICAL OBSERVATORY, by *A. B. Bukach, I. V. Iljin, A. E. Tarasov, A. G. Shcherbakov.*— Image Dissector Spectrometer (IDS) based on one-stage fiber-optice image tube attached to dissector unit is designed for stellar spectra registration in Coude focus of the 2,6-m telescope of the Crimean observatory. It permits to attain 4000—8000 Å spectral region with dispersion 0.42 Å/pix and to place 256 × 64 pixels with dimension 0,1 × 0,4 mm on dissector unit. The spectral resolution of IDS equals to 2 pixels. The IDS is controlled by microcomputer MERA-60 with RT-60 operational system. Some preliminary results of standard and variable stars observations are presented.

1. Введение

В современной экспериментальной астрофизике широко используются спектрометры, основу которых составляет принцип механического сканирования изображения спектра исследуемого объекта относительно приемника излучения. Такие спектрометры имеют ряд существенных недостатков, главными из которых являются одноканальность и большое время сканирования изображения (исчисляемое десятками минут), что требует введения референтного канала для учета колебаний прозрачности земной атмосферы.

Современный диссектор — это электровакуумный прибор с полупрозрачным фотокатодом и электронной оптикой, строящей электронное изображение в плоскости малой диафрагмы, за которой расположена динодная система умножителя. Сканирование осуществляется перемещением электронного изображения по диафрагме с помощью электромагнитной отклоняющей системы. Спектрометры на базе диссектора имеют ряд преимуществ перед классическими. Обладая большим динамическим диапазоном ($\sim 10^5$), характерным для фотоумножителей, диссектор имеет низкий уровень темновых шумов ($\sim$ 0,5 имп/с·элемент) из-за малости выходной диафрагмы [1]. Являясь прибором реального времени, диссектор позволяет проводить акт сканирования изображения за несколько миллисекунд. Окончательный результат, полученный суммированием множества элементарных актов сканирования, освобожден, таким образом, от дифференциального влияния колебаний атмосферной прозрачности на разные элементы изображения.

Однако, в силу того что диссектор является прибором без накопления сигнала, последний измеряется только в том элементе, который находится на диафрагме, поэтому предельный квантовый выход диссектора равен квантовому выходу его фотокатода, деленному на число элементов в изображении. Сочленение диссектора с электронно-оптическим преобразователем позволяет создать на время сканирования изображения буфер для регистрируемых фотонов на люминесцентном экране ЭОП за счет конечного времени высвечивания люминофора (несколько миллисекунд) и тем самым приближает систему к многоканальным приемникам излучения.

Ряд диссекторных спектрометров в течение почти двух десятков лет успешно применяется при астрономических наблюдениях на Ликской обсерватории, обсерватории Китт-Пик, в университете Онтарио (США) и др. [2—4]. Первый опыт разработки отечественного спектрометра на базе диссектора, сочлененного с однокаскадным ЭОП, принадлежит Г. Н. Алексееву из САО АН СССР.

Ниже приводится описание диссекторного спектрометра, созданного в Крымской астрофизической обсерватории с учетом опыта, полученного в САО.

При разработке системы управления прибором и сбора информации применялись современные средства вычислительной техники и аппаратуры КАМАК. Автоматизация эксперимента не только сильно сокращает время его исполнения, но и выводит его на качественно более высокий уровень, позволяя, во-первых, регистрировать произвольное количество быстропротекающих процессов, во-вторых, проводить предварительную обработку полученных результатов, в-третьих, принимать решения об изменении параметров проведения эксперимента непосредственно в его ходе, что особенно важно при работе в режиме реального времени.

2. Функциональная схема и основные параметры спектрометра

Блок-схема спектрометра показана на рис. 1. Изображение спектра строится спектрографом на входной волоконно-оптической шайбе фотокатода ЭОП и переносится с уменьшением в 1,5 раза на люминесцентный экран и через волоконную оптику на фотокатод диссектора. Оптический контакт между диссектором и ЭОП достигается применением иммерсионного слоя. Электронное изображение спектра в плоскости выходной диафрагмы диссектора контролируется величиной ускоряющего напряжения $U_{ус}$ и током фокусировки $I_ф$ в обмотке ФОС (фокусирующей отклоняющей системы). Подбор комбинаций $U_{ус}$ и $I_ф$ позволяет изменять масштаб электронного изображения в 4 раза. Поток электронов, проходящий через выходную диафрагму, усиливается динодной системой умножителя и поступает на импульсный усилитель с регулируемым порогом дискриминации. Сигнал от усилителя подается на счетчик КАМАК с шириной полосы 20 МГц, преобразуется в цифровой код и размещается в памяти ЭВМ «Электроника-60» системы «МЕРА-60». По параметрам, заданным с терминала оператора, цифро-аналоговые преобразователи КАМАК (ЦАП) вырабатывают величину напряжений U_x и U_y, которые с помощью блоков «ОТКЛ.X» и «ОТКЛ. Y» задают значения токов I_x и I_y в обмотках отклоняющей системы. В процессе наблюдений величина U_x изменяется по линейному закону в пределах, заданных оператором, и определяет считывание участка электронного изображения по строке, а величина U_y, оставаясь постоянной, обеспечивает считывание той строки кадра, на которой размещается изображение спектра. Размеры выходной диафрагмы диссектора равны 0,1 × 0,4 мм, рабочее поле (кадр) состоит из 64 строк по 256 независимых элементов. Разрядность цифро-аналоговых преобразователей позволяет получить 1024 дискретных значения выходного напряжения и, таким образом, считывать в строке 1024 значения с перекрытием по четыре элемента. То же самое имеет место и по кадру: можно считать 1024 строки с перекрытием по 16. Возможна любая комбинация этих величин.

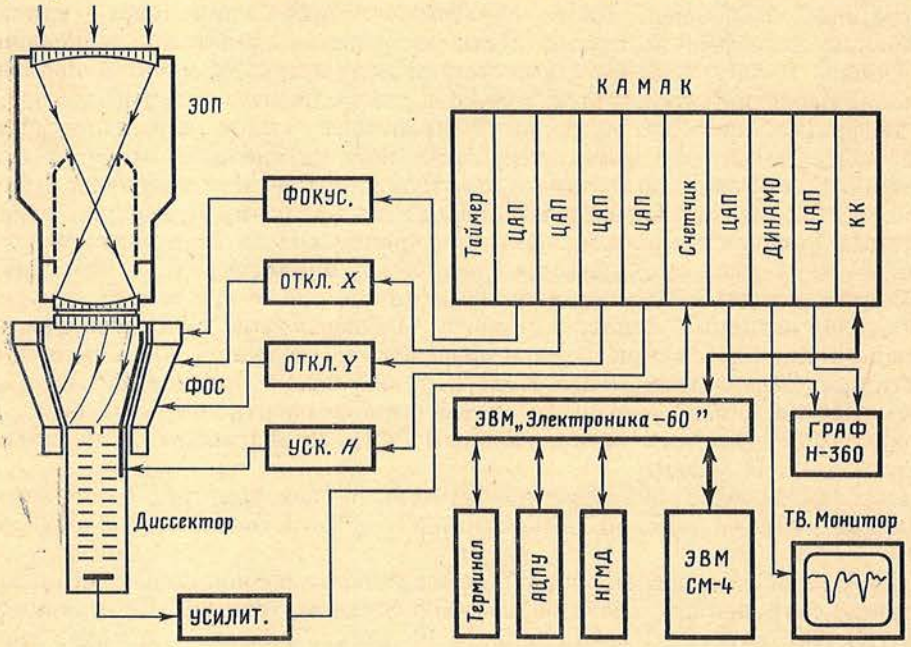


Рис. 1. Блок-схема спектрометра

Сокращения: ФОС — фокусирующая и отклоняющая система, ФОКУС — блок тока фокусировки диссектора, ОТКЛ. X и ОТКЛ.Y — блоки токов разверток по X и Y, УСК.H — блок ускоряющего напряжения диссектора, УСИЛИТ.— импульсный усилитель, ЦАП — цифро-аналоговый преобразователь, ДИНАМО — дисплейный набор модулей, КК — крейт-контроллер, ГРАФ Н-306 — графопостроитель, АЦПУ — цифропечатающее устройство, НГМД — накопитель на гибких магнитных дисках

Выбор рабочих значений ускоряющего напряжения, тока фокусировки и уровня дискриминации усилителя, задаваемых с терминала оператора и определяющих режим работы диссектора, а также подбор напряжений питания диссектора и ЭОП осуществлен предварительными исследованиями разрешающей способности, счетных характеристик и отношения сигнал—шум для различных экземпляров диссектора в лабораторных условиях. Методика подобных исследований подробно изложена в [5].

Контроль за накоплением сигнала от спектра звезды в процессе наблюдений производится на телевизионном мониторе, строящем в заданные интервалы времени спектральную функцию с помощью дисплейного набора модулей КАМАК «ДИНАМО». Результат наблюдений может быть выведен в цифровом виде на терминал оператора или цифропечать, отображен в графическом виде на телевизионном мониторе или графопостроителе Н-306, записан на гибком магнитном диске или передан по линии связи в ЭВМ СМ-4.

Оптико-механический блок, разработанный А. Ф. Лагутиным, позволяет надежно и быстро производить юстировочные работы, связанные с ориентацией выходной щели диссектора поперек дисперсии спектрографа и ориентацией отклоняющей системы в соответствии с направлением спектра. Для исключения влияния переменных магнитных полей, возникающих в отклоняющей системе, на электронную оптику электростатического ЭОП последний заключен в магнитный экран из электротехнической низкоуглеродистой стали, отожженной в печи при температуре 900° С по специальной технологии.

Фотоприемный блок спектрометра применяется в составе со спектрографом UAGS, имеющим дисперсии на выходе светосильной камеры 50 и 100 Å/мм, либо устанавливается в фокусе первой камеры спектрографа куде 2,6-м телескопа, рабочая дисперсия 3 Å/мм. Основные параметры спектрометра приведены в таблице.

Наименование	Параметр
Диапазон спектральной чувствительности	4000–8000 Å
Диаметр фотокатода ЭОП	40 мм
Диаметр фотокатода диссектора	25,6 мм
Общее число элементов кадра	256×64
Размер выходной диафрагмы	0,1×0,4 мм
Дисперсия (при дисперсии спектрографа 3 Å/мм)	0,42 Å/элемент
Разрешающая способность (диссектор + ЭОП)	2 элемента
Число регистрируемых точек спектра	от 1 до 1024
Время однократной экспозиции в элементе	от 0,06 до 32 мс
Время одного сканирования 256 элементов строки	от 0,015 до 8 с
Максимальное число непрерывных сканирований	32756
Число темновых импульсов при $T=20°$ С	0,3–0,5 имп/с·элемент

Кривая спектральной чувствительности фотокатода ЭОП приведена на рис. 2, из которого видно, что максимум эффективности фотоприемного блока спектрометра соответствует длине волны 5200 Å.

Важным параметром системы является ее реакция на засветку плоским полем (источником света с $I_\lambda = c$ либо $I_\lambda = k\lambda + c$) и ее стабильность во времени. В общем случае характер реакции на плоское поле должен определяться зонными характеристиками чувствительности фотокатодов ЭОП и диссектора (см., например, [6]) и зависеть от положения изображения спектра на фотокатоде ЭОП. Кроме того, как показано в [6], зонные характеристики фотокатодов зависят от длины волны падающего излучения. В силу изложенных причин реакция на плоское поле должна определяться для конкретных установок параметров спектрометра при наблюдениях спектров звезд. С этой целью перед щелью спектрографа куде была собрана оптическая схема, позволяющая проектировать на фотоприемный блок непрерывный спектр от лам-

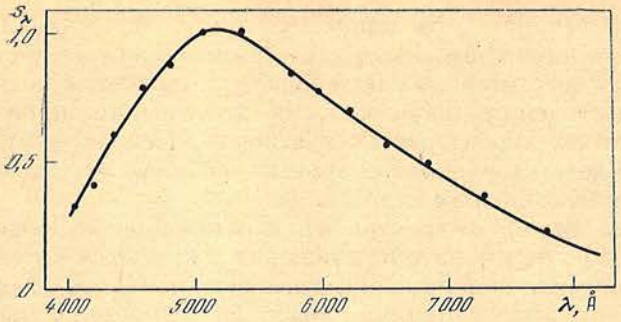
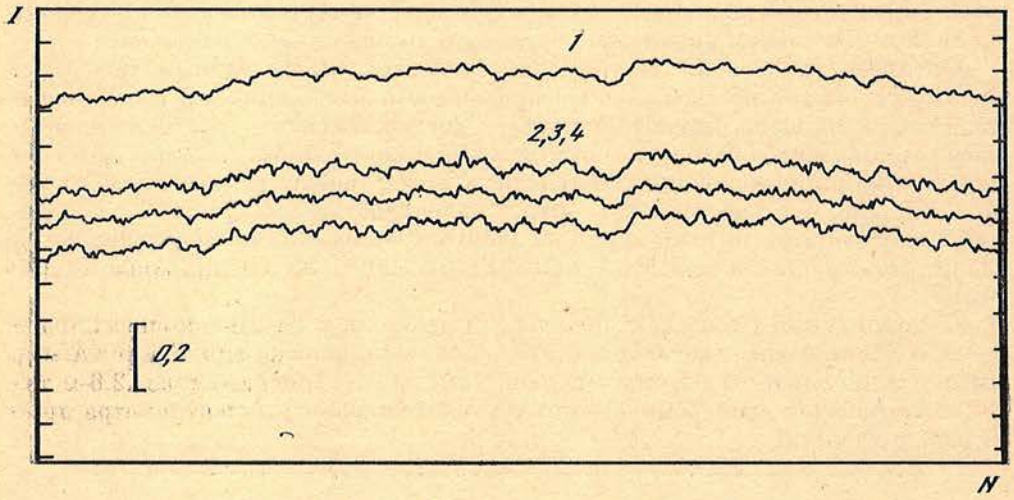


Рис. 2. Кривая спектральной чувствительности фотоприемного блока спектрометра

Рис. 3. Кривые реакции фотоблока спектрометра на засветку плоским полем; N — номер канала



пы накаливания. Из-за большой дисперсии спектрографа отклонением распределения энергии в спектре лампы от линейной зависимости на участке, не превышающем 100 Å, можно пренебречь. На рис. 3 приведены кривые реакции на плоское поле центрального участка фотокатода ЭОП длиной в 15 мм, полученные на длине волны 6000 Å по 400 точкам с перекрытием по четыре элемента. Кривые *2—4* соответствуют индивидуальным экспозициям, полученным с интервалом в 1 ч, кривая *1* — среднее по трем экспозициям. Все кривые приведены в относительных единицах. Из рисунка видно, что общий ход кривых реакции на плоское поле и местные неоднородности не превышают 10% и стабильны во времени. Отсюда следует, что возможна надежная редукция для их учета.

3. Программное обеспечение

Управление, контроль и тестирование спектрометра, а также предварительную обработку результатов выполняет развитая система программного обеспечения. Комплекс программ написан на языках ассемблер и фортран для ЭВМ «МЕРА-60» при поддержке операционной системы RT-60. В комплексе использовались некоторые программные средства, созданные в ИЯФ СО АН СССР.

Программные средства управления и контроля можно разделить на следующие составные блоки: блок выбора и установки рабочих параметров, блок исполнения, блок регистрации и визуализации. Все свои функции программы осуществляют посредством диалога с оператором. Рассмотрим функциональные возможности, заложенные в каждом блоке.

1. Блок выбора и установки рабочих параметров высвечивает на экране терминала оператора набор директив и значений параметров, введенных с системного диска по умолчанию. В набор директив входят такие, как: установить время накопления в одном элементе, установить начальную позицию сканирования, шаг и число шагов, положение строки сканирования

в кадре, установить значение ускоряющего напряжения и тока фокусировки, задать порог дискриминации усилителя, определить полное и промежуточное число элементарных актов сканирования. При изменении условий эксперимента оператор имеет возможность выборочно изменить любой параметр.

Для исследования режимов работы электронной аппаратуры созданы специальные тестирующие программные средства, а для выбора параметров изображения — средства работы с телевизионным монитором. Директива локализации спектрального участка для сканирования высвечивает на мониторе полную область и с помощью маркеров позволяет выделить интересующую ее часть. Аналогично работает директива локализации спектра по кадру, при этом высвечивается поперечный разрез поля, составленный из сумм продольных сканов.

2. Блок исполнения реализует саму работу диссектора как сканирующего прибора. Сканы длительностью порядка нескольких миллисекунд суммируются в памяти микро-ЭВМ и через число, равное заданному промежуточному количеству сканов, высвечиваются на экране монитора. Используемый процессор обеспечивает максимальную скорость сканирования, равную 60 мкс на элемент разрешения диссектора.

3. Блок регистрации и визуализации позволяет вывести накопленную информацию на терминал, монитор, графопостроитель или цифропечать и записать ее на гибкий диск «МЕРЫ-60». При обращении к диску происходит запись спектра в виде последовательного файла с сохранением всех атрибутов данной экспозиции в блоке индексного файла описаний. Библиотека графического обеспечения позволяет задавать в диалоговом режиме любые установки для представления графика в удобном виде.

Программные средства тестирования, юстировки и выбора параметров работы электронной аппаратуры функционально делятся на те же группы. Отметим лишь структуру блока исполнения.

Блок исполнения позволяет реализовать следующие процедуры.

1. Выбор величины тока фокусировки и ускоряющего напряжения. Реализован простой алгоритм перебора двух параметров с визуализацией контролируемой спектральной линии в реальном времени.

2. Счетная характеристика. Строится в реальном времени при ручном изменении питающего высокого напряжения.

3. Отношение сигнал/шум. Зависимость находится как отношение двух зависимостей, каждая из которых получается путем алгоритмического изменения величины порога дискриминации усилителя для засвеченного и темнового кадра.

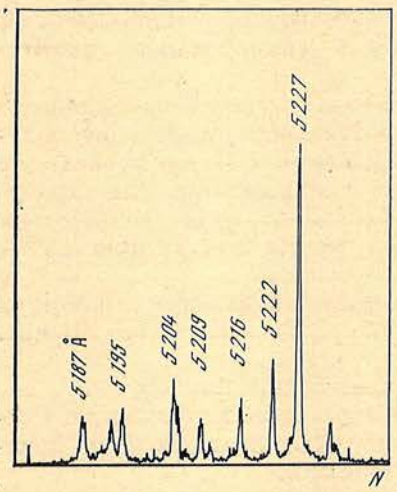
Программные средства предварительной редукции информации включают в себя диалоговый модуль нормирования спектра к линейному континууму, учет реакции на засветку плоским полем, вычисление среднего спектра по разным экспозициям и построения разностей серии спектров. Программа используется для поиска переменности деталей спектра посредством наиболее тривиальных алгоритмов, которые укладываются в достаточно ограниченные вычислительные ресурсы микро-ЭВМ «Электроника-60», входящей в комплекс системы «МЕРА-60». Каждая директива программы имеет выход на телевизионный монитор, т. е. процесс обработки не является алгоритмизированным, а строится на взаимодействии с оператором.

Следует отметить большое прикладное значение идей, высказанных в [7] по поводу иерархичности построения программных и вычислительных средств. Так, в данном случае использовалась двухуровенная система работы с объектами управления — в статическом режиме обращение к аппаратуре КАМАК происходило из среды фортрана, а в динамическом — из специально написанного ассемблерного модуля, который оптимизирует время обращения. Развиваемая в отделе физики звезд сетевая структура вычислительных средств в виде связи мини-ЭВМ СМ-4 и микро-ЭВМ «Электроника-60» позволит существенно расширить операционные возможности управляющей среды и тем самым значительно развить обратную связь между оператором и объектом управления.

4. Предварительные результаты наблюдений

Рабочая дисперсия (0,42 Å/элемент) для спектрографа куде 2,6-м телескопа определялась по линиям неона экспонированием спектра от лампы с полым катодом (Ne + Fe). На рис. 4 приведен пример регистрации спектра лампы в области 5200 Å.

На рис. 5 представлены результаты наблюдений участка профиля H_α в спектре α Lyr, полученные 30.06 1985 г. Все кривые приведены в относительных единицах. Кривая *2* соответствует трем независимым измерениям профиля линии с экспозициями 12 мин. В течение каждой экспозиции в крыльях линии накоплено по 27 000 импульсов. Кривая *1* отражает реакцию фотоблока спектрометра на засветку плоским полем, а кривая *3* — профиль H_α, освобожденный от реакции системы на плоское поле. Для сравнения приведен инструментальный профиль, полученный в идентичных ус-



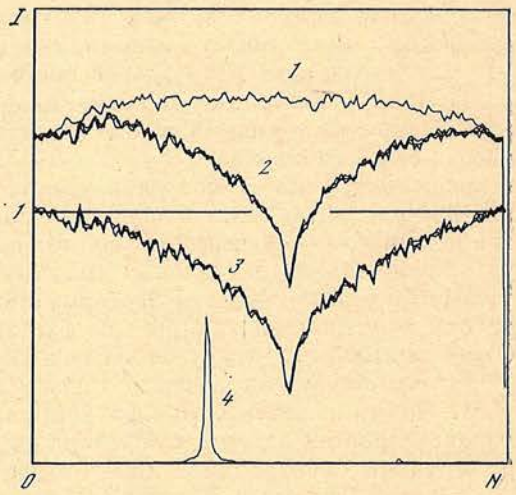
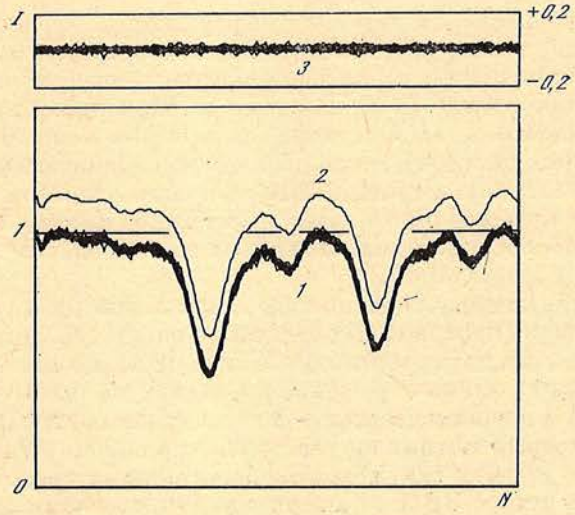


Рис. 4. Спектр неона в области 5200 Å

N — номер канала; число каналов 680 с перекрытием по четыре элемента

Рис. 5. Профиль H_α в спектре α Lyr

N — номер канала; число каналов 160



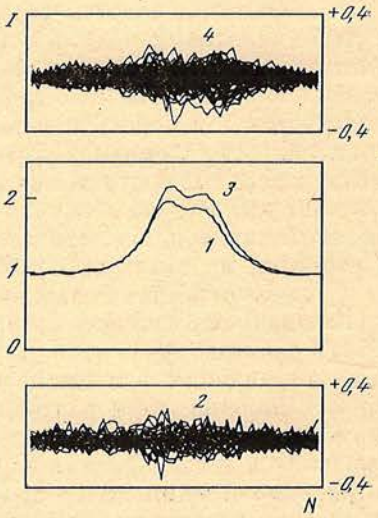


Рис. 6. Участок спектра α Boo в области линий D Na I; число каналов 150

Рис. 7. Профиль H_α в спектре 28 Cyg по наблюдениям 01 и 02.08 1985 г.

Число каналов 45; семейство кривых *2* и *4* — индивидуальные разности от среднего спектра

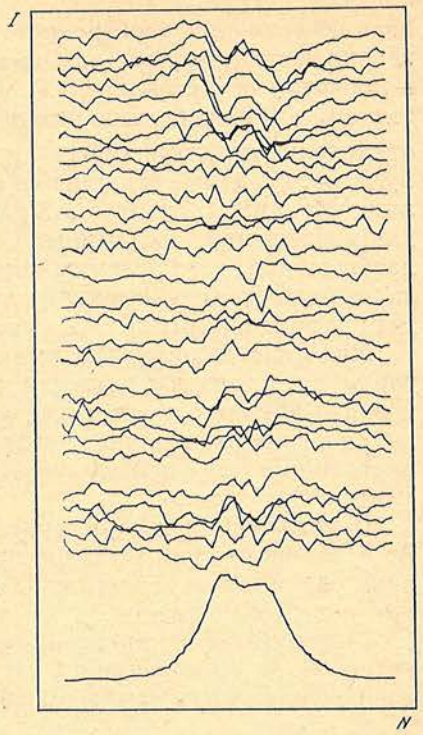


Рис. 8. Переменность профиля H_α в спектре 28 Cyg 02.08 1985 г.

Внизу показан средний спектр за период наблюдений. Сверху вниз — разности от среднего спектра во временной шкале 6^h10^m. Каждая кривая разности получена усреднением двух соседних измерений

ловиях,— кривая *4*. На рисунке видна хорошая повторяемость деталей на профиле линии при разных экспозициях.

Для статистической оценки стабильности работы спектрометра были проведены 17.05 1985 г. наблюдения другого стандарта, α Boo, в области линий DNa I. В течение часа было получено 12 экспозиций по 2^m30^s. В течение каждой экспозиции накоплено по 20 000—28 000 импульсов в области непрерывного спектра. Результаты наблюдений приведены на рис. 6 в относительных единицах. Кривая *1* представляет все 12 исходных измерений спектра, единообразно нормированных к уровню континуума. Кривая *2* соответствует арифметическому среднему из 12 измерений, а кривая *3* отражает разности индивидуальных измерений от среднего. По результатам наблюдений α Boo определено отношение сигнал/шум для континуума, равное 125, что соответствует среднеквадратичной ошибке одного измерения 0,8%. Аналогичная оценка для нормального закона распределения (22 000 импульсов в континууме среднего спектра) дает отношение сигнал/шум, равное 150, т. е. $\sigma = 0{,}67\%$. Следовательно, данная система регистрации в 1,4 раза увеличивает дисперсию в измерении интенсивности.

Оценка возможностей спектрометра для решения задач по быстрой спектральной переменности Be-звезд произведена по наблюдениям профиля H_α в спектре 28 Cyg ($m_V = 4{,}99$, B3 Ve). Существует обширная литература по переменности эмиссии H_α в спектрах Be-звезд от ночи к ночи. Зарегистрирована также и более быстрая фотометрическая и спектральная переменность ряда Be-звезд в течение суток [8]. По фотометрическим наблюдениям [9] найдены изменения блеска 28 Cyg с периодом 0,7 сут, а в [10] обнаружена переменность эквивалентной ширины эмиссии H_α (освобожденной от эффектов изменения блеска) с периодом 0,7 сут или кратным ему 0,35 сут.

Наблюдения профиля H_α в спектре 28 Cyg с диссекторным спектрометром в фокусе куде 2,6-м телескопа были проведены 01 и 02. 08 1985 г. Из-за большого масштаба изображения звезды на щели спектрографа куде время экспозиции существенно зависит от качества изображения звезд в ночь наблюдений. Поэтому 01.08 за 5^h25^m получено 27 измерений профиля H^α с экспозициями 10 мин, при этом в континууме в среднем было накоплено по 2500 импульсов. Второго августа при хороших изображениях за 6^h10^m было получено 60 измерений с экспозициями 5 мин и по 3500 импульсов в континууме. На рис. 7 представлены результаты наблюдений 28 Cyg. Кривые *1* и *2* соответствуют среднему, нормированному к континууму профилю H_α и разностям индивидуальных измерений от среднего за 01.08. Кривые *3* и *4* — то же для 02.08. По рис. 7 можно сделать следующие выводы.

1. Интенсивность эмиссии H_α в 2 раза превышает интенсивность континуума.

2. Интенсивность линии 02.08 возросла по отношению к 01.08, отношение интенсивности синего компонента к красному не изменилось (кривые *1* и *3*).

3. По семействам кривых *2* и *4* видно, что имела место и более быстрая переменность профиля линии в течение ночи, причем амплитуда переменности 02.08 больше, чем 01.08. Достоверность такой переменности можно оце-

нить по величине дисперсии в континууме и в эмиссии H_α. Второго августа величина среднеквадратичного отклонения единичного измерения от среднего в континууме составляет 3%, т. е. 100 импульсов. Так как интенсивность эмиссии в 2 раза больше интенсивности континуума, то среднеквадратичное отклонение в центре эмиссии должно быть в $\sqrt{2}$ раза больше, т. е. 140 импульсов. Реальные отклонения в центре и в крыльях линии в среднем составляют 400 импульсов, что в 3 раза больше ожидаемого. Аналогичная оценка для наблюдений, полученных 01.08 с меньшей достоверностью из-за плохих изображений, дает превышение реального разброса над ожидаемым в 1,2 раза, за исключением отдельных выбросов. Поэтому для этой даты не представляется возможным сделать вывод о переменности линии.

Ход переменности профиля линии 02.08 можно видеть на рис. 8, на котором представлены разности отдельных измерений от среднего спектра. Каждая кривая соответствует среднему из двух соседних измерений. Из рисунка видно, что в начале наблюдений (верхние кривые разностей) интенсивность линии была меньше интенсивности в среднем спектре и с течением времени возрастала.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А. А. Боярчука за постановку работ по созданию спектрометра, постоянное внимание и помощь, а также Г. Н. Алексеева (САО АН СССР) за консультации и полезные советы.

Большую работу проделали сотрудники Крымской обсерватории А. Ф. Лагутин, М. П. Лиморенко и О. Н. Махин по созданию оптико-механической и электронной части спектрометра.

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Китенко Т. М., Слободяк С. М.*— Итоги науки и техники. Сер. Электроника. М.: ВИНИТИ, 1983, вып. 15, № 1, с. 118—154.
2. *Robinson L. B., Wampler E. J.* The Lick observatory image-dissector scanner.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1972, vol. 84, p. 161—166.
3. *Hoag A. A., Ball W. F., Trumbo D. E.*— Proc. IAU Coll. N 11, «Automation in Optical Astrophysics» / Eds. H. Seddon, M. J. Smyth. Publ. Royal obs. Edinburg, 1971, vol. 8, N 11, p. 71—85.
4. *Tomaszewski L., Symonds G. R., Landstrit J. D.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1980, vol. 92, p. 518—527.
5. *Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кувшинов В. М.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 57, с. 209—220.
6. *Терез Э. И.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1972, т. 46, с. 144—154.
7. *Булатов Е. Д., Даниленков А. А., Отливанчик Е. А.* и др.— Тр. ФИАН, 1983, т. 147, с. 10—15.
8. *Harmanec P.*— Bull. Astron. Inst. Czech., 1984, vol. 35, p. 193—202.
9. *Spiar G. G., Mills J., Snedden S. A.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1981, vol. 93, p. 460—463.
10. *Тарасов А. Е., Щербаков А. Г.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 74, с. 19—22.

УДК 522.2

ЛИНЗОВЫЕ ОБЪЕКТИВЫ ДЛЯ КАМЕР СВЕТОСИЛЬНЫХ СПЕКТРОГРАФОВ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Рассчитаны два варианта простых светосильных линзовых объективов. Относительное отверстие объективов 1 : 1 и 1 : 1,5. Поле зрения плоское, угол поля 12°. Объективы состоят из четырех линз, из них две склеенных, а потому имеют небольшие потери света и светорассеивание. Виньетирования наклонных пучков нет. Изготовление объективов не представит трудности, поскольку все оптика сферическая. Объективы могут быть применены в светосильных спектрографах, в преобразователях фокусного расстояния при наблюдениях со светофильтрами и наблюдениях метеоров с объективной призмой.

CAMERA LENSES FOR FAST-SPEED SPECTROGRAPHS, by *G. M. Popov, M. B. Popova.*— Two samples of simple fast-speed lenses are designed. Field of view is flat, lenses are expected to cover 12° field. Lenses consist of four rear lenses and two rear lenses are cemented to reduce light loss and scattering. There is no vignetting in these lenses. All surfaces are spherical that is why it is easy to make lenses. These lenses may be used in fast-speed spectrographs, for changing focal length, to observe with color glasses and for meteor observations with prism installed in front of lens.

Светосильные спектрографы, установленные на больших телескопах, должны удовлетворять ряду требований. Прежде всего необходимо, чтобы размер a' монохроматического изображения щели, построенного спектрографом, не превосходил размеров зерна p светоприемника [1]:

$$a' = a\frac{f_2}{f_1}\gamma < p, \tag{1}$$

где a — ширина щели, f_1 и f_2 — фокусные расстояния коллиматора и камеры спектрографа соответственно, γ — угловое увеличение диспергирующего элемента (призмы, дифракционной решетки). На больших телескопах масштаб изображения велик и выполнение условия (1) при плохих атмосферных условиях требует светосильных камер. Для получения хороших спектров желательно уменьшить ширину щели спектрографа. Но при плохих

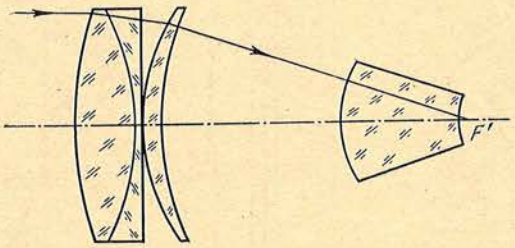


Рис. 1

изображениях через узкую щель пройдет мало света, поэтому приходится расширять щель, а для соблюдения условия (1) применять более короткофокусную (т. е. более светосильную) камеру; при этом, чтобы сохранить линейную дисперсию, приходится брать диспергирующий элемент с большей угловой дисперсией. Этот вопрос рассмотрен в [1—3]. Согласно Боярчуку [3] эффективность большого телескопа со щелевым спектрографом растет пропорционально диаметру лишь при малом отверстии телескопа. С увеличением диаметра потеря света на щели ограничивает эффективность телескопа тем больше, чем меньше светосила камеры спектрографа. Поэтому первое требование к камере небулярного спектрографа для большого телескопа — высокая светосила.

Вторым условием служит удобное наружное положение фокуса и плоское поле зрения, позволяющее применять современные светоприемники (ЭОП, электронная фотография и т. д.).

Третьим условием является минимальная потеря света в объективе, т. е. минимальное количество поверхностей линз, граничащих с воздухом, отсутствие экранирования и виньетирования пучков света.

Линзовые объективы могут быть свободны от экранирования и виньетирования, что выгодно отличает их от большинства зеркальных и зеркально-линзовых камер спектрографов.

Впервые светосильные линзовые объективы в спектрографах были использованы Рейтоном [4] и Брейси [5]; это были модифицированные объективы микроскопов. Они не получили распространения и были вытеснены зеркально-линзовыми системами Шмидта, Максутова и др. В настоящее время благодаря появлению новых марок оптических стекол (лантановых кронов) появилась возможность рассчитать весьма совершенные светосильные линзовые объективы простой конструкции. Их особенность — применение тяжелых стекол и большие толщины линз. Заметим, что в последние

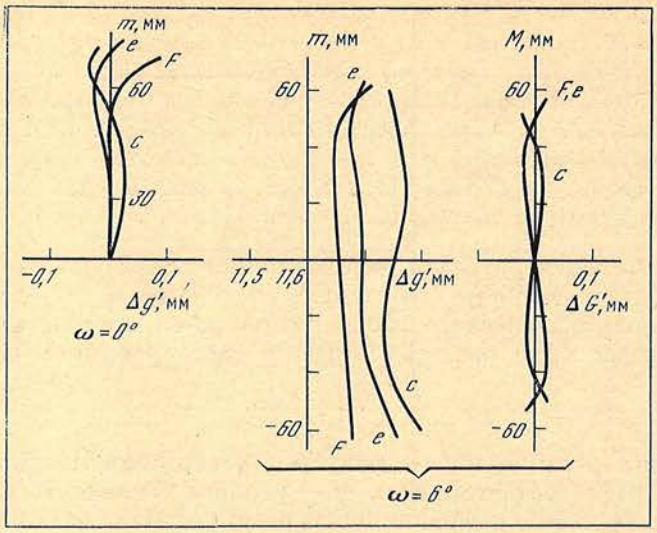


Рис. 2

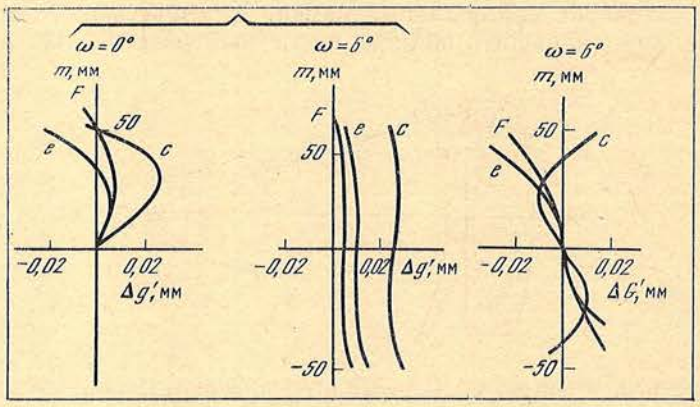


Рис. 3

годы прозрачность оптических стекол значительно возросла, поэтому потеря света на поглощение даже в толстых линзах невелика.

Расчет объективов легко может быть выполнен без привлечения теории на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы. В качестве исходной схемы был взят один из объективов, описанных у Кокса [6], но с заменой стекол на отечественные марки и с перестановкой двух линз. Входной зрачок был помещен на расстояние 100 мм перед объективом, т. е. там, где обычно располагается дифракционная решетка. В результате расчетов было получено несколько объективов с различной светосилой, фокусным расстоянием и качеством изображения. Приведем наиболее совершенные по качеству изображения и светосиле объективы. Они имеют плоское поле зрения и хорошо исправлены; не исправлялись дисторсия и хроматизм увеличения, которые допустимы в спектрографах.

Объектив № 1. Параметры объектива даны в табл. 1, схема — на рис. 1. Графики аберраций объектива даны на рис. 2. Задний отрезок объектива мал ($s' = 2{,}0$ мм), поэтому он не может применяться с ЭОП, имеющими толстое входное окно, но может использоваться с ПЗС-матрицами, «спектраконом» и ЭОП с волоконными линзами. Объектив может работать в области 4000—6500 Å.

Опыт расчетов показал, что увеличение заднего отрезка приводит к уменьшению относительного отверстия объектива. Был рассчитан объектив № 2 с относительным отверстием $A = 1 : 1{,}5$ и с задним отрезком $s' = 5{,}6$ мм (s' — расстояние от вершины последней поверхности до фокальной плоскости). Его параметры даны в табл. 2, схема прежняя.

Графики аберраций объектива представлены на рис. 3. Объектив может применяться в области 4000—6500 Å. Если объектив применяется с прибо-

Таблица 1

$A=1:1$, $f'=120$ мм, $s'=2$ мм, $2\omega=12°$

r, мм	d, мм	n
		1,0
280,32	35,0	1,7424 (СТК9)
−152,56	3,0	1,8060 (ТФ10)
−1852,1	0,1	1,0
116,31	10,0	1,7424 (СТК9)
177,25	107,3	1,0
73,68	70,0	1,7424 (СТК9)
56,06	2,0	1,0

Таблица 2

$A=1:1{,}5$, $f'=170$ мм, $s'=5{,}6$ мм, $2\omega=12°$

r, мм	d, мм	n
		1,0
293,60	20,0	1,7424 (СТК9)
−200,04	3,0	1,8060 (ТФ10)
92690	0,1	1,0
146,16	10,0	1,7424 (СТК9)
222,28	155,95	1,0
74,80	65,0	1,7424 (СТК9)
59,75	5,6	1,0

ром, имеющим перед светоприемником плоскопараллельное стекло (например, ЭОП типа УМ-92), то следует выполнить перерасчет объектива, включив в него этот оптический элемент.

В заключение заметим, что описанные объективы могут применяться не только в спектрографах, но и при наблюдениях с объективной призмой, например для исследования метеоров, ночного неба, а также при наблюдениях в монохроматическом свете, например при наблюдениях с интерференционными светофильтрами. Система может входить как составная часть в преобразователь фокусного расстояния телескопа (типа камеры Мейнела [2]).

Декабрь 1985 г.

Литература

1. *Димитров Г., Бэкер Д.* Телескопы. М.; Л.: Гостехиздат, 1947. 307 с.
2. *Михельсон Н. Н.* Оптические телескопы. М.: Наука, 1976. 510 с.
3. *Боярчук А. А.*— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1975, вып. 5, с. 5—6.
4. *Rayton W. R.*— Astrophys. J., 1930, vol. 72, p. 59—61.
5. *Bracey R. J.*— Astrophys. J., 1936, vol. 83, p. 179—186.
6. *Cox A. A.* System of optical design. London; New York, 1964. 304 p.

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 LXXVI, 1987 г.

ХРОНИКА

В апреле 1985 г. Крымской астрофизической обсерватории вручено свидетельство Государственного комитета СССР по делам изобретений и открытий на открытие № 274 «Свойство Солнца пульсировать периодически» с приоритетом 2 июня 1975 г. Авторы открытия — В. А. Котов, А. Б. Северный, Т. Т. Цап.

На протяжении всего года продолжал успешно функционировать ультрафиолетовый телескоп «Спика», установленный на астрофизической станции «Астрон», выведенной на высокоапогейную орбиту 23 марта 1983 г. Получено большое количество УФ-спектров звезд, галактик, кометы Галлея.

В течение года в обсерватории проведено шесть научных мероприятий как внутрисоюзного, так и международного масштаба.

В марте здесь состоялось рабочее совещание по обсуждению результатов международной программы наблюдений Солнца в июне — июле 1984 г.

Совещание Комиссии по тематике шестиметрового телескопа было в начале мая.

С 13 по 18 мая проходил Коллоквиум № 90 МАС «Звезды верхней части главной последовательности с аномальным химическим составом». В работе коллоквиума приняли участие более 100 человек, в том числе 42 иностранных ученых из 17 стран.

Совещание «Переменность в ядрах активных галактик» состоялось в июне.

В октябре здесь были проведены два совещания — одно по систематизации атомных констант, второе — по природе объекта Лебедь X-3.

Сотрудники обсерватории в течение этого года принимали участие в работе ряда совещаний, конференций, семинаров: V семинара по рентгеновской и гамма-астрономии (Ленинград); научной сессии Латвийского государственного университета по астрономии (Рига); Пленума ЦС ВАГО (Москва); совещания «Твердотельные и вакуумные светоприемники и методы и средства обработки изображений в астрономии» (Киев); Всесоюзного семинара «Волны в атмосфере Солнца» (Рига); XXIII астрометрической конференции (Пулково); Всесоюзного семинара памяти Мансурова (Москва); совещания «Солнце как звезда» (Тарту); рабочего совещания по физике пульсаров (Пущино); международного симпозиума по анализу результатов года солнечного максимума (Иркутск); школы молодых астрономов по физике Солнца (Иркутск); совещания рабочей группы по физике плазмы солнечных вспышек (Пулково) и других мероприятий научного и научно-организационного характера как в нашей стране, так и за рубежом.

В январе А. А. Боярчук и П. П. Петров выезжали в Чехословакию для обсуждения проектов совместных экспериментов по внеатмосферным исследованиям.

Д. Н. Рачковский в марте посетил Центральный институт астрофизики

и физики Земли для обмена опытом по решению уравнений переноса при наличии магнитного поля (АН ГДР).

В апреле И. И. Проник участвовала в работе Европейской конференции по активности галактик, проходившей в Италии.

А. А. Боярчук в апреле был в ФРГ, участвовал в работе конференции «Последние данные о катаклизмических переменных».

Н. С. Чуваева три недели в июне работала в обсерватории Венского университета, где продолжала совместную работу по изучению быстрой переменности в спектрах магнитных звезд.

В июле И. С. Саванов был в Польше, где проходила школа молодых астрономов социалистических стран.

А. А. Боярчук в сентябре по приглашению обсерватории Дансинк в течение трех недель находился в Ирландии с рабочим визитом, где прочитал две лекции в Астрономической секции школы космической физики и принял участие в мероприятиях, посвященных 200-летию обсерватории Дансинк.

И. Г. Моисеев и Н. С. Нестеров в составе советской делегации были в Финляндии, принимали участие в работе первого финско-советского симпозиума по радиоастрономии.

В начале сентября Р. Е. Гершберг и Е. С. Дмитриенко выезжали в Венгрию на симпозиум «Эруптивные явления в звездах» Проблемной комиссии многостороннего сотрудничества академий наук социалистических стран.

Л. С. Любимков в ноябре участвовал в работе коллоквиума № 87 МАС «Звезды, бедные водородом, и аналогичные объекты», который проходил в Индии. Там же в декабре был симпозиум № 120 МАС «Астрохимия», в котором участвовал И. С. Саванов.

М. Е. Боярчук в группе научного туризма была в Индии на Генеральной Ассамблее МАС.

А. В. Брунс в декабре выезжал в Швейцарию по линии Совета «Интеркосмос» для обсуждения некоторых вопросов по созданию приборов для внеатмосферных исследований Солнца.

В обсерваторию на различные сроки приезжали ученые и специалисты из многих стран мира для выполнения совместных работ и их обсуждения, для наблюдений на больших телескопах и накопления материала, на стажировку и для обмена опытом, для общего ознакомления с обсерваторией, ее оборудованием и т. д.

В январе с кратковременным визитом обсерваторию посетил кубинский радиоастроном С. Пабло.

Четыре недели в апреле здесь находились финские астрономы Л. Валтаоя и Э. Валтаоя.

Для обсуждения совместных проектов по внеатмосферным исследованиям в апреле приезжали Г. Рубен и В. Шенайх (ГДР), Л. Клоцок (ЧССР).

В мае обсерваторию посетили Ч. Каули, Д. Хит (США), У. Велау (Канада), В. Вайсс (Австрия), Ж. Делябудиньер (Франция), К. Фрёлих (Швейцария), Я. Гертнер, М. Мучек, Б. Мучелок, К. Стемпень (Польша), И. Винцзе (Венгрия), З. Микулашек, И. Хубены (ЧССР).

Для завершения работы над диссертацией три недели в мае — июне находился аспирант из ЧССР М. Соботка.

В начале июня для выяснения возможности совместных работ приезжал М. Солиман (Египет).

Члены австралийской правительственной делегации Р. Фрейтер и Б. Дельрой посетили обсерваторию с ознакомительной целью.

В период пребывания в СССР обсерваторию посетили Г. Хилл, К. Элли (США), а также Л. Вольтье (ФРГ).

Для выполнения совместных работ в июне — июле здесь находились А. Анталова, А. Кучера (ЧССР), а также М. Тиури, С. Урпо (Финляндия).

Для ознакомления с обсерваторией в июле приезжал К. Такахаси (Япония).

В августе — сентябре для наблюдений и продолжения совместных работ приезжали Х. Виртанен, С. Линналуото, В. Пиирола, М. Поутанен, И. Туоминен, Ю. Хуовелин (Финляндия), Э. Фосса (Франция), В. Дзембовский (Польша).

В течение трех недель (сентябрь — октябрь) здесь работал Д. Хохол (ЧССР), три месяца (сентябрь — декабрь) находился на стажировке О. Альварес (Куба).

В конце сентября для ознакомления в обсерваторию приезжал директор Института геодезии и астрономии АН Кубы М. Фундора.

Весь год продолжала стажировку З. Иванова (Болгария).

В этом году успешно защитили докторские диссертации В. П. Гринин и Н. Н. Степанян, кандидатскую — А. М. Зверева.

Вышли из печати 70-й, 71-й, 72-й и 73-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае сдан в печать 75-й том, в декабре — настоящий, 76-й том.