

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXI



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА—1959

Редакционная коллегия:

член-корр. АН СССР *А. Б. Северный* (ответственный редактор),

член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*,

доктор физ.-мат. наук *В. Б. Никонов*,

кандидат физ.-мат. наук *П. П. Добронравин*

(зам. ответственного редактора),

кандидат физ.-мат. наук *Л. С. Галкин*

(ответственный секретарь)

О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ АТМОСФЕРЫ N Her 1934*

Э. Р. Мустель и М. Е. Боярчук

Изучен химический состав атмосферы N Her 1934 для момента максимума блеска. Для этого использованы спектры, полученные Г. А. Шайном [2]. Одновременно определен химический состав семи звезд сравнения: α Cyg A2 Ia, δ Del A7 III, γ Her A9 III, ν Her F2 II, HD 110628 F2 III, 41 Cyg F5 II, γ Cyg F8 Ib.

Химический состав всех звезд получен методом кривых роста. Относительное содержание определено только для тех металлов, для которых основное состояние ионизации представлено надежными линиями поглощения. В связи с этим поправки за другие состояния ионизации малы (исключение Na). В качестве примера на фиг. 8 дается сравнение полученного нами химического состава α Cyg со средним «стандартным» составом нормальных звезд. Химический состав N Her 1934 для металлов близок к среднему химическому составу семи звезд сравнения (фиг. 9).

Сравнение химического состава N Her 1934 со «стандартным» химическим составом (фиг. 10) обнаруживает большие аномалии в содержании C, N, O. Отмечено, что этот результат не может быть связан с аномалиями в условиях возбуждения атомов C, N, O. В той спектральной области, которая соответствует энергиям возбуждения атомов N, C, O (от 8 эв до 12 эв) располагается область первой ионизации металлов Fe; Ti и т. д., а в ионизации металлов, судя по спектру звезды, не обнаруживается никаких аномалий. Температура возбуждения принята равной температуре ионизации, а последняя определена для N Her 1934 путем сравнения отношений эквивалентных ширин W_λ (Fe II) : W_λ (Fe I) и W_λ (Cr II) : W_λ (Cr I) в спектре новой и в спектрах семи звезд сравнения. Это дало значение близкое к 8000°.

Оценено содержание водорода (фиг. 10). Это содержание по отношению к содержанию C, N, O по-видимому слабо зависит от условий возбуждения, ибо атомные переходы, которые используются в вычислениях, расположены для H и C, N, O в той же спектральной области. Если (из-за наличия дополнительной эмиссии в линии L_α) температура возбуждения водорода для перехода 1→2 выше чем 8000°, то содержание водорода будет еще ниже. Отмечено, что вследствие аномального содержания водорода определение спектрального класса звезды по отношению интенсивностей линий водорода и металлов может вводить заметные ошибки.

Необходимо иметь в виду, что найденный нами химический состав относится ко всей крайне протяженной атмосфере N Her 1934. Поэтому, если относительное содержание различных элементов на различных уровнях атмосферы N Her 1934 различно, то химический состав N Her 1934, представленный на фиг. 10, может оказаться отличным от того состава, который находится по спектру главной оболочки после максимума блеска.

* Примечание при корректуре. Уточненный химический состав N Her 1934, полученный на основе новой сводки сил осцилляторов (см. Известия Крымской астрофизической обсерватории т. 22) будет напечатан в Астрономическом журнале.

THE CHEMICAL COMPOSITION OF THE ATMOSPHERE OF N HER 1934, by E. R. Mustel and M. E. Boyarchuk.— The chemical composition of the atmosphere of N Her 1934 at maximum brightness was determined from an analysis of the spectra taken by G. A. Shajn [2]. The chemical composition of seven comparison stars: α Cyg A2 Ia, δ Del A7 III, γ Her A9 III, ν Her F2 II, HD 110628 F2 III, 41 Cyg F5 II and γ Cyg F8 Ib, was also determined. The curve of growth method was used for this purpose.

The relative abundances were found for only those elements the most popular stage of ionization of which has reliable absorption lines in the optical region. Therefore the corrections for the other stages of ionization are small (with the exception of Na). The comparison of the derived composition of α Cyg with the mean, «standard», composition of normal stars shows a good agreement (fig. 8). For the metals the chemical composition of N Her 1934 is close to the mean chemical composition of the seven comparison stars (fig. 9).

The comparison of the chemical composition of N Her 1934 with the «standard» chemical composition (fig. 10) shows large anomalies in the abundances of C, N, O. It is noted that such a result can hardly be connected with anomalies in the excitation conditions of C, N and O atoms. The region of the first-stage ionization of metals Fe, Ti, etc. is in the spectral region which corresponds to the excitation energies of N, C, O atoms (from 8 e. v. to 12 e. v.) and no anomalies have been detected in the ionization of metals.

The excitation temperature is taken equal to the ionization temperature and the latter is determined for N Her 1934 by comparison of ratios of equivalent widths W_λ (Fe II) : W_λ (Fe I) and W_λ (Cr II) : W_λ (Cr I) in the spectrum of N Her 1934 and in the spectra of the seven comparison stars. This procedure gave the value close to 8000°. The hydrogen abundance has been estimated (fig. 10). This abundance in relation to the C, N, O abundance depends only a little on the excitation conditions since the atomic transitions of O, C, N used in the calculations are in the same spectral region as those of H. If (due to an additional emission in L_α -line) the excitation temperature for the transition $1 \rightarrow 2$ is higher than 8000°, then the hydrogen abundance will be lower. It is pointed out that owing to the lowered hydrogen abundance in the atmosphere of N Her 1934 the determination of the spectral class of the nova according to the ratio of intensities of hydrogen lines and the lines of metals may introduce noticeable errors.

It is necessary to take into account that the chemical composition given on fig. 10 is obtained for the whole of extremely extended envelope of N Her 1934. Therefore, if the relative abundance of some elements at different levels of the atmosphere of N Her 1934 is different, then the chemical composition obtained in this article may appear different from the chemical composition, which is received on the base of the spectrum of the principal envelope after light maximum.

Изучение химического состава новых звезд представляет большой интерес, ибо решение этого вопроса тесно связано, по-видимому, с вопросом о происхождении вспышек новых звезд [1]. Вместе с тем до настоящего времени еще не опубликовано работ по количественному химическому анализу оболочек новых звезд. Целью настоящей работы является изучение этого вопроса.

Основной материал, с помощью которого проведено данное исследование — семь спектрограмм N Her 1934, полученных Г. А. Шайном 22 декабря 1934, как раз в день максимума, на спектрографе 40" рефлектора Симензской обсерватории. Дисперсия спектрограмм 36 Å/мм у Н_γ. В качестве звезд сравнения были выбраны следующие звезды: α Cyg A2 Ia (7), δ Del A7 III (6), γ Her A9 III (5), ν Her F2 II (4), HD 110628 F2 III (4), 41 Cyg F5 II (3) и γ Cyg F8 Ib (3). Спектры этих звезд были получены

Г. А. Шайном на том же рефлекторе и с тем же спектрографом (дисперсия 36 Å/мм). Числа в скобках, стоящие после спектра каждой звезды, указывают количество спектрограмм, использованных для построения кривой роста. Таким образом, каждая эквивалентная ширина W_λ , вошедшая в кривую роста, основана у нас в среднем на четырех—пяти определениях.

В основном наш анализ основан на применении метода кривых роста. Для самой новой, N Her 1934, кривая роста была нами уже построена ранее [2]. Поэтому первая задача заключалась в построении кривых роста для указанных звезд сравнения. При построении кривых роста нами использовались два метода: один, основанный на модели Шварцшильда-Шустера, т. е. — модели рассеивающего («обращающего») слоя, другой — на модели Миннаерта — Унзоляда, основанной на применении полуэмпирической формулы:

$$R_\nu = \frac{1}{\frac{1}{\tau_\nu} + \frac{1}{R_c}}, \quad (1)$$

где R_ν — глубина линии в частоте ν , R_c — глубина линии в ее центре. Следует заметить, что выбор той или другой модели сказывается на результатах химического анализа слабо [3], но находимые турбулентные скорости, вычисляемые на основе указанных выше моделей, различаются заметно.

Вопрос о применении той или иной модели при построении кривых роста является до настоящего времени дискуссионным. Однако целый ряд соображений показывает, что для звезд не очень раннего спектрального класса, во всяком случае для звезд классов более поздних, чем класс A0, кривая роста, построенная согласно модели Шварцшильда — Шустера, должна быть, по-видимому, предпочтена кривой роста, основанной на формуле (1). Вместе с тем для горячих звезд классов O и ранних подклассов B следует выбирать кривую роста по Унзоляду. В соответствии с этим мы пользовались в основном кривыми роста, основанными на модели чистого рассеяния. Однако для сравнения нами были вычислены турбулентные скорости и по модели Унзоляда. Для R_c принималось значение, получаемое как среднее для наиболее сильных линий поглощения спектра звезды, в основном линий водорода. Для каждой звезды было получено свое значение R_c . Принятые значения для R_c содержатся для каждой звезды в табл. 2.

При построении кривых роста нами были использованы те значения сил осцилляторов, которые приведены в предыдущей работе [2]. Однако для звезд сравнения удалось выбрать большее число удовлетворительных линий для построения кривых роста. Силы осцилляторов для дополнительных линий выбраны по тем же источникам и приведены к той же системе, что и в предыдущей работе о N Her 1934 [2].

Эквивалентные ширины линий поглощения звезд сравнения и принятые силы осцилляторов помещены в табл. 1.

В первом столбце этой таблицы дана длина волны, во втором — наименование элемента, в третьем — номер мультиплета по таблицам Ш. Мур [4], в четвертом — величина $\lg g/\lambda$. Знак звездочка (*) означает, что использованы «звездные» силы осцилляторов, скобки указывают на

Таблица 1

λ	Элемент	№ муль- типлет- та	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$						
				α Cyg	δ Del	γ Her	ν Her	HD 110623	δ Cyg	γ Cyg
4922	He I 1,93	48	3,24	2,18						
4388	He I 7,93	51	2,74	1,48						
4121	He I 0,81	16	0,56	1,29						
4026	He I 6,19	18	3,26	1,34						
3927	He I 6,53	58	1,92	1,01						
5896	Na I 5,92	1	3,58							2,12
5890	Na I 9,95	1	3,89							2,17
4227	Ca I 6,73	2	3,83	2,28	2,17	2,16				
4436	Ca I 5,69	4	3,87*		1,75	1,65				
4425	Ca I 5,44	4	3,72*		1,47	1,50				
4303	Ca I 2,53	5	4,21*			2,06	2,03	2,01	2,08	2,42
4283	Ca I 3,01	5	3,81*		1,60		1,67	1,77	1,65	1,98
3968	Ca II 8,47	1	3,43	2,92	3,31	3,36	3,13		3,43	
3934	Ca II 3,66	1	3,72	2,36	3,01	3,16	2,97	3,34		
4247	Sc II 6,83	7	3,78	1,71	1,89		1,89	1,83	2,07	2,22
4321	Sc II 0,34	15	3,92*	1,60	1,79	1,94	1,78	1,90	1,93	2,08
4295	Sc II 4,80	15	2,13*					1,41		
4374	Sc II 4,46	14	3,23*	1,47		1,88	1,88	2,12	2,21	2,38
4025	Ti II 5,14	11	2,53*	1,54	1,74		1,68	1,70	1,83	2,10
4450	Ti II 0,48	19	2,98*	1,65	1,71	1,55	1,64	1,77	1,99	2,21
4444	Ti II 3,80	19	3,42*	1,91	2,02		2,01			
4395	Ti II 5,03	19	3,70*	1,97	1,88	1,80	1,96	2,02	2,09	2,30
4294	Ti II 4,10	20	3,36*	1,67	1,68	1,55	1,64		1,82	2,03
4501	Ti II 1,27	31	3,52*	1,89	1,70	1,57	1,79	1,83	1,81	2,08
4468	Ti II 8,49	31	3,47*	1,81	1,95	1,86	1,87	2,01	2,11	2,24
3913	Ti II 3,46	34	3,80*	1,98	1,87	1,66	1,86	1,88	2,01	
3901	Ti II 0,55	34	4,14*	1,91		1,40		2,04		
4464	Ti II 4,46	40	2,97*	1,35						
4315	Ti II 4,98	41	3,54*	1,96	2,07		2,11	2,21	2,13	2,39
4300	Ti II 0,05	41	3,75*	1,89			2,06	2,26	2,12	2,36
4290	Ti II 0,22	41	3,58*		2,06	1,84	2,02	2,28	2,17	2,38
4590	Ti II 3,36	50	2,32*				1,60	1,78	1,72	2,05
4564	Ti II 3,76	50	3,51*	1,77	1,62	1,57	1,73	1,88	1,90	2,16
4534	Ti II 3,97	50	3,80*	1,96	1,88	1,70	1,90		2,06	2,29
4400	Ti II 9,77	51	3,47*	1,72	1,87	1,88	1,94	2,09	2,14	2,41
3776	Ti II 6,06	72	2,97*	1,27						
3742	Ti II 1,63	72	3,89*	1,79						
3758	Ti II 7,68	72	3,66*	1,81						
4572	Ti II 1,97	82	3,99*	1,86	1,78	1,70	1,72	1,83	1,83	2,05
4530	Ti II 9,46	82	2,96*	1,34	1,79	1,56	1,76	2,05	2,00	2,24
4028	Ti II 8,33	87	3,49*	1,51			1,21	1,86		1,51

Таблица 1 (продолжение)

λ	Элемент	№ мультплета	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} 10^6$						
				α Cyg	δ Del	γ Her	ν Her	HD 110628	41 Cyg	γ Cyg
4805	Ti II 5,40	92	3,40*	1,27	1,36		1,65	1,66	1,68	2,08
4780	Ti II 9,97	92	2,62*				1,42	1,67	1,66	1,78
4164	Ti II 3,64	105	4,43*	1,66	1,68		1,38	1,91	1,61	
4411	Ti II 1,88	115	3,81*	1,43	1,43		1,55			
4037	V II 6,78	9	(0,59*)	1,29	1,54	1,40	1,57	1,54	1,30	1,60
4003	V II 2,94	9	(1,05*)	1,72		1,57	1,55	1,78	1,54	1,78
3997	V II 7,12	9	(0,97*)	1,40		1,70	1,75	2,04	1,94	
3952	V II 1,97	10	(1,49*)		1,87	1,65	1,85	2,01	2,20	
3916	V II 6,42	10	(1,42*)	1,74	1,77	1,55				
4202	V II 2,35	25	(3,82*)				1,74	1,76		
4023	V II 3,39	32	(1,52*)		1,70	1,57				1,83
4225	V II 5,23	37	(1,81*)				1,97	2,22	1,74	1,85
4183	V II 3,44	37	(1,28*)	1,49	1,64		1,63	1,83		
4275	Cr I 4,80	1	3,31	1,52			1,54	1,90	1,45	1,98
4254	Cr I 4,35	1	3,42	1,32	1,80	1,27	1,55	1,33	1,52	1,90
4054	Cr II	19	(0,69*)	1,54	1,73	1,74	1,84	1,72	1,88	2,22
4876	Cr II 6,41	30	(1,23*)	1,82	1,75	1,56	1,60	1,84	1,93	2,24
4848	Cr II 8,24	30	(1,32*)	1,79	1,75	1,71	1,78	1,71	1,96	2,10
4284	Cr II 4,21	31	(1,29*)	1,45		1,41				
4275	Cr II 5,57	31	(1,31*)		1,57	1,62		1,90		
4269	Cr II 9,28	31	(1,19*)		1,67	1,55		1,46		
4262	Cr II 1,92	31	(1,61*)	1,69	1,74					
4253	Cr II 2,62	31	(1,06*)	1,37		1,46	1,83	1,52	1,93	2,09
4242	Cr II 2,38	31	(1,42*)	1,80	1,79	1,55	1,50		1,70	1,86
4634	Cr II 4,11	44	(1,78*)	2,02	1,54	1,66		1,80		1,90
4619	Cr II 8,83	44	(1,87*)	2,01	1,78	1,63		1,97		
4559	Cr II 8,63	44	(2,41*)	1,94	1,74					
4225	Cr II 4,85	162	(1,79*)	1,42					1,74	
4146	Cr II 5,77	162	(1,93*)	1,46	1,28	1,48		1,46	1,76	2,36
4048	Cr II 8,02	182	(1,87*)	1,43	1,17	1,23	1,34	1,84	1,39	1,60
4038	Cr II 8,03	194	(2,55*)	1,24	1,17	1,39	1,43	1,30		1,44
3923	Fe I	4	2,18		1,41	1,75				
3920	Fe I	4	2,10		1,73		1,58	2,06	1,79	
3899	Fe I 9,70	4					1,77	2,04	1,97	
3856	Fe I 6,4						1,74		1,96	
3878	Fe I 8,02	20	3,04			1,75	1,76		2,14	
3872	Fe I 2,50	20	3,03	1,56		1,84	1,73		1,89	
3866	Fe I 5,50	20	3,04		1,62	1,63				
3850	Fe I 9,97	20	3,13			1,69	1,64		2,14	
3840	Fe I 0,44	20	3,35	1,42	1,69				2,02	
3820	Fe I 0,40	20	3,90	1,72	2,03					

Таблица 1 (продолжение)

λ	Элемент	№ мультплета	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} 10^6$						
				α Cyg	δ Del	γ Her	ν Her	HD 110628	δ Cyg	γ Cyg
4405	Fe I 4,75	41	3,96	1,43	1,82	1,55	1,68	1,66	1,86	2,00
4326	Fe I 5,76	42	4,05	1,76	1,94	2,00	2,04	2,15	2,18	2,35
4272	Fe I 1,77	42	3,85	1,57	1,98	1,60	1,87		1,93	2,20
4251	Fe I 0,79	42	3,40	1,22	1,58	1,46				
4202	Fe I 2,03	42	3,40	1,46	1,79	1,75	1,77	1,76	1,99	2,16
4144	Fe I 3,87	43	3,60		1,86	1,68	1,92	1,91	2,13	2,36
4132	Fe I 2,06	43	3,48			1,82	1,81	1,71	2,02	2,22
4072	Fe I 1,74	43	4,02	1,48	1,95	1,82	1,84	1,82	1,96	2,19
4064	Fe I 3,59	43	4,07	1,39	2,01	1,79	1,91	1,85	2,04	2,39
4046	Fe I 5,82	43	4,22	1,54	1,94	1,63	1,95	2,14	2,05	2,28
4005	Fe I 5,25	43	3,51	1,57	1,95	1,79	1,82	2,01	2,04	2,21
4010	Fe I 9,72	72	2,76*			1,30	1,42	1,35	1,48	1,55
4260	Fe I 0,48	152	4,27*	1,27			1,74	1,83	1,85	1,96
4188	Fe I 7,80	152	3,90*	1,28		1,61				
3938	Fe II 8,29	3	1,79*	1,82	1,66	1,67				
4125	Fe II 4,79	22	1,37*	1,25			1,56	1,68	1,71	1,80
4670	Fe II 0,17	25	1,96*	1,75	1,41					
4580	Fe II 0,05	26	1,61*	1,38						
4417	Fe II 6,82	27	2,73*	2,17			2,02	2,21	2,14	2,46
4385	Fe II 5,39	27	2,87*	2,25	2,13	1,74	2,09	2,23	2,30	2,48
4352	Fe II 1,77	27	3,35*	2,16	2,05	2,03	2,00	2,22	2,20	2,39
4233	Fe II 3,16	27	3,61*	2,14	1,90	1,84	1,87	1,98	2,02	2,20
4173	Fe II 3,45	27	2,99*	2,10	1,99	2,22	1,71	2,20	2,34	
4369	Fe II 9,40	28	2,08*	1,66			1,66	2,06	1,84	2,04
4297	Fe II 6,57	28	2,64*	1,80	1,71	1,84	1,57	1,65	1,69	2,01
4258	Fe II 8,16	28	2,46*	1,69	1,67					
4179	Fe II 8,86	28	2,77*	2,23			1,88	2,08	2,22	2,45
4123	Fe II 2,64	28	2,26*	1,69		1,75	1,77	1,64	1,95	2,25
4278	Fe II 8,13	32	2,07*	1,52	1,37				1,14	
4667	Fe II 6,75	37	2,19*	1,71		1,73	1,81	2,01	2,06	2,08
4629	Fe II 9,33	37	2,64*	2,02	1,67	1,34	1,64	1,75	1,80	2,07
4556	Fe II 5,89	37	2,73*	2,13	1,74	1,70	1,98	2,06	2,17	2,29
4520	Fe II 0,22	37	2,61*	1,92	1,73			1,54	1,67	1,84
4515	Fe II 5,34	37	2,77*	1,96	1,67	1,43	1,65	1,71	1,72	1,94
4491	Fe II 1,40	37	2,37*	1,81	1,48			1,67	1,71	1,78
4489	Fe II 9,18	37	2,46*	1,88	1,68	1,39	1,78	2,03	1,91	2,23
4473	Fe II 2,92	37	1,99*	1,55	1,43		1,52	1,60	1,50	1,69
4584	Fe II 3,83	38	3,27*	2,25	2,07	1,80	1,82	2,11	2,13	2,33
4576	Fe II 6,30	38	2,37*	1,74	1,41			1,60	1,70	1,72
4550	Fe II 8,47	38	4,14*	2,22	2,11	2,06	1,89	2,08	2,02	2,25
4542	Fe II 1,52	38	2,42*	1,77	1,40	1,41	1,66	1,64	1,64	2,02
4523	Fe II 2,63	38	3,11*	2,05	1,64	1,56	1,69	1,78	1,81	2,09
4508	Fe II 8,28	38	2,78*	2,03	1,64	1,45	1,58	1,52	1,72	1,92
5018	Fe II 8,43	42	3,53*	2,18	1,98	2,03				
4924	Fe II 3,92	42	3,28*	2,18	1,93	1,92	1,72	2,15	2,16	2,39
4731	Fe II 1,44	43	2,28*	1,71			1,59	1,76	1,80	2,05
4657	Fe II 6,97	43	2,36*	1,51	1,54	1,48	1,69	2,01	1,81	2,20

Таблица 1 (продолжение)

λ	Элемент	№ мультиплета	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$						
				α Cyg	δ Del	γ Her	ν Her	HD 110 628	41 Cyg	δ Cyg
3814	Fe II 4,12	153	4,04*	2,01	1,74	1,60				
4215	Sr II 5,52	1	3,43	1,76	2,00	1,76	1,90	1,93	2,04	2,23
4162	Sr II 1,80	3	3,99		1,70	1,56	1,58	1,76	2,00	1,66
4078	Sr II 7,1	1	3,69	1,54	2,28	2,12	2,11	2,29	2,37	2,59

использование относительных сил осцилляторов. В следующих семи столбцах приводятся величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$ соответственно для звезд α Cyg, δ Del, γ Her, ν Her, HD 110628, 41 Cyg, γ Cyg. В табл. 1 выписаны только те линии, которые впоследствии использовались для определения полного числа атомов в атмосферах звезд сравнения.

Сами кривые роста строились по большему числу линий, но для определения химического состава были отобраны только наиболее уверенные, как в отношении сил осцилляторов, так и в отношении качества, линии на спектрограммах.

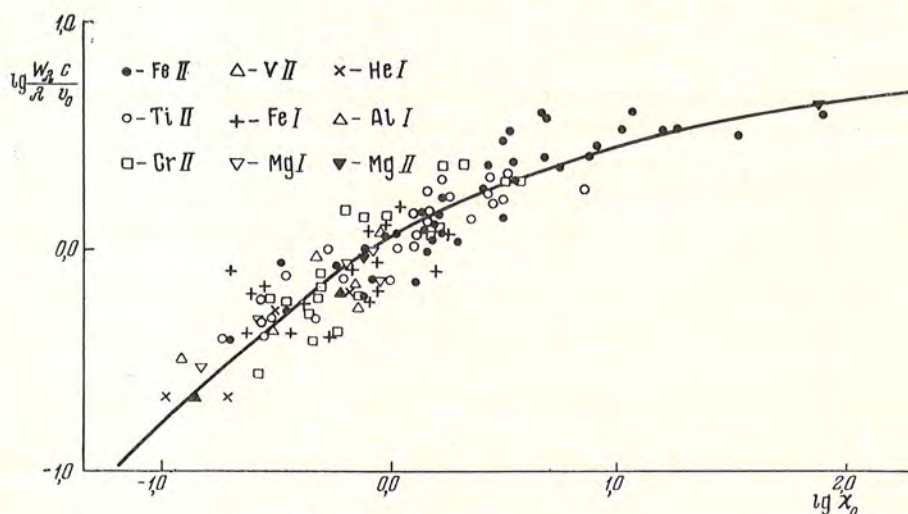
Построение кривых роста для звезд сравнения было произведено тем же способом, как и для N Her 1934 (см. [2]), а именно, задавая некоторое предварительное значение температуры возбуждения T_v . Эти предварительные температуры были нами определены следующим образом. На основании большого количества опубликованных работ по кривым роста для различных звезд была построена средняя зависимость между температурой возбуждения T_v и спектральным классом звезды. По этой средней кривой мы, зная спектральный класс звезды сравнения, и снимали величины T_v . Эти принятые, предварительные, значения помещены в табл. 2.

Таблица 2

	α Cyg	δ Del	γ Her	ν Her	HD 110628	41 Cyg	γ Cyg	N Her 1934
	Спектр							
	A2 Ia	A7 III	A9 III	F2 II	F2 III	F5 II	F8 Ib	cF5
R_c	0,50	0,45	0,33	0,40	0,40	0,50	0,50	0,70
T_v , °C	9000	6700	6200	5700	5700	5200	4800	8000
T_v^* , °C	9061	6125	5800	5010	6000	4900	3900	
T_i , °C	9000	7400	6900	6300	6300	5800	5400	8200
$v_t^{(1)}$, км/сек	13,8	11,0	5,25	6,04	7,60	8,7	13,2	1,74
$v_t^{(2)}$, км/сек	30,2	23,4	14,5	12,0	17,4	16,6	27,6	4,36
Γ/ν	$4,6 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$2,01 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$2,9 \cdot 10^{-7}$	$4,4 \cdot 10^{-7}$	$0,6 \cdot 10^{-7}$
$\lg n_e$	14,62	14,25	13,99	13,16	12,90	13,64	12,19	14,10

Приняв предварительное значение для T_v и построив кривую роста, мы можем значение T_v уточнить, пользуясь обычными методами. Определения температуры возбуждения были сделаны по элементам Fe I, Ti II, Cr II, VII. Результаты такого уточнения дали значения T_v , мало отличающиеся от принятых. Найденные из кривых роста величины T_v обозначены через T_v^* и приведены в табл. 2. В некоторых случаях точность нахождения величин T_v оказалась не очень высокой, в основном из-за того, что приходилось иметь дело с небольшими потенциалами возбуждения. В связи со сказанным значения T_v , стоящие в табл. 2, были приняты нами как окончательные.

Построенные кривые роста представлены на фиг. 1—7. Сплошная кривая на каждой фигуре — теоретическая кривая роста (для модели рассеивающего слоя), наилучшим образом удовлетворяющая наблюдениям.



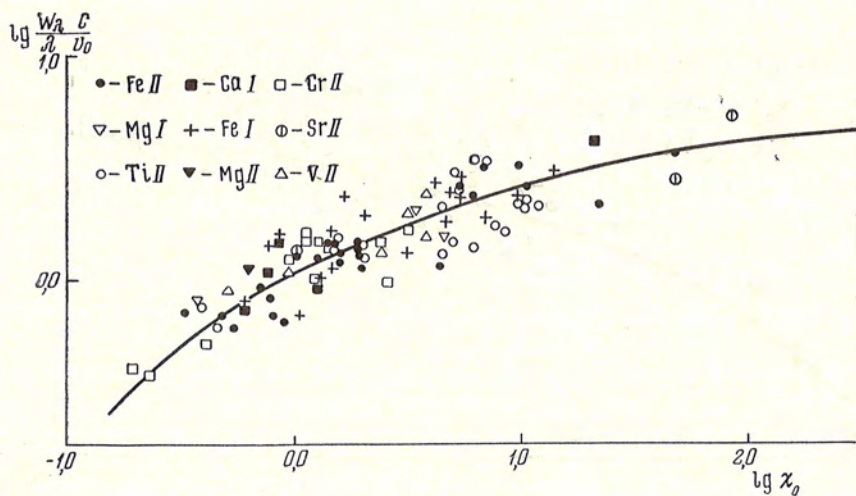
Фиг. 1. Кривая роста для α Суг

По кривым роста были определены турбулентные скорости v_t . Эти скорости даны в табл. 2, в строке с обозначением $v_t^{(1)}$. Турбулентные скорости, полученные согласно модели Миннаерта — Унзоляда, даны в следующей строке с обозначением $v_t^{(2)}$. Эти скорости $v_t^{(2)}$ оказываются, если основываться на всех других исследованиях, слишком высокими, и это является дополнительным аргументом в пользу того, что для рассмотренных нами звезд необходимо использовать именно модель рассеивающего слоя, а не модель, основанную на формуле (1). Одновременно были определены постоянные затухания Γ/ν , также приведенные в табл. 2.

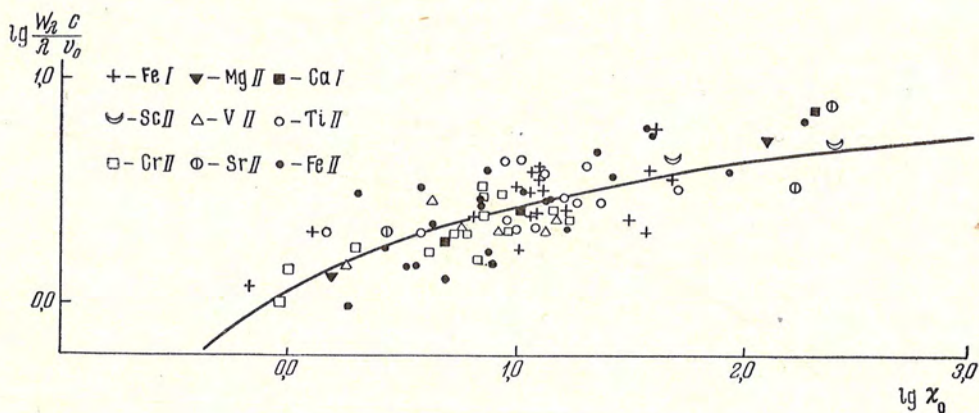
В некоторых случаях эти значения могут показаться слишком высокими. Однако следует иметь в виду, что на самой верхней части кривой роста фиг. 1—7 слишком мало точек и, учитывая заметный разброс точек, мы не можем придавать большой вес этим определениям Γ/ν .

После того как были построены все кривые роста, нами были обычным способом* определены величины N_r — «число поглощающих атомов над 1 см^2

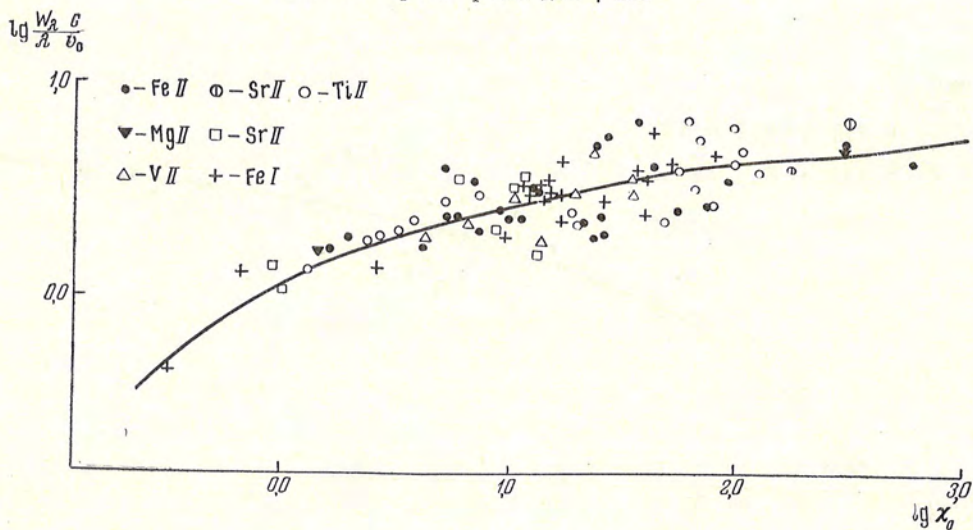
* См., например, формулу (12.35) в [5], стр. 177.



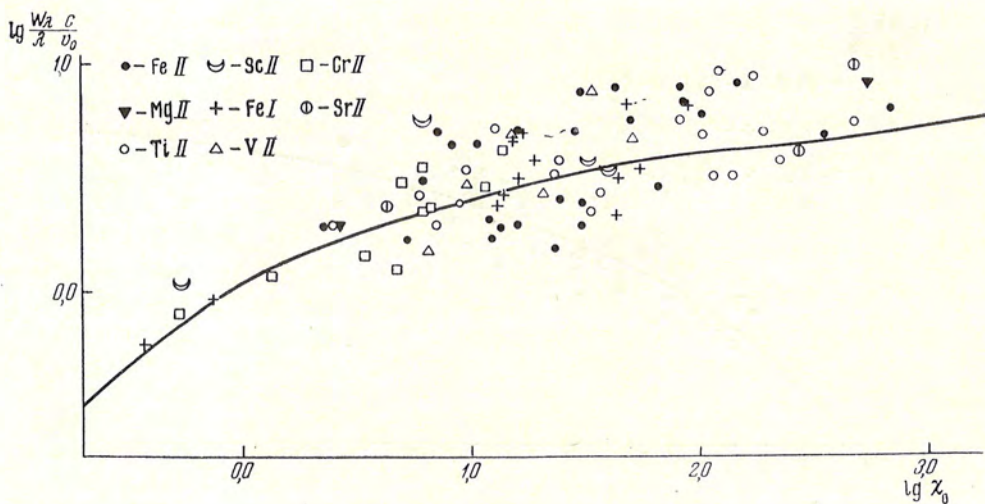
Фиг. 2. Кривая роста для δ Del



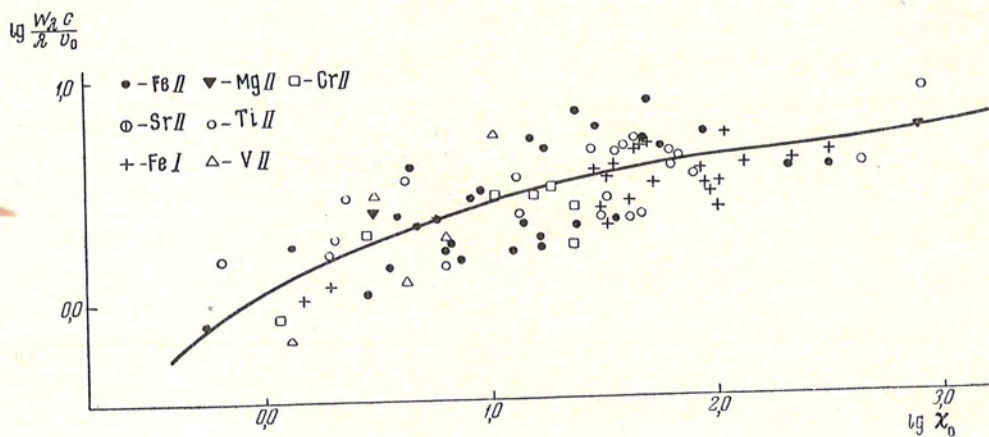
Фиг. 3. Кривая роста для γ Her



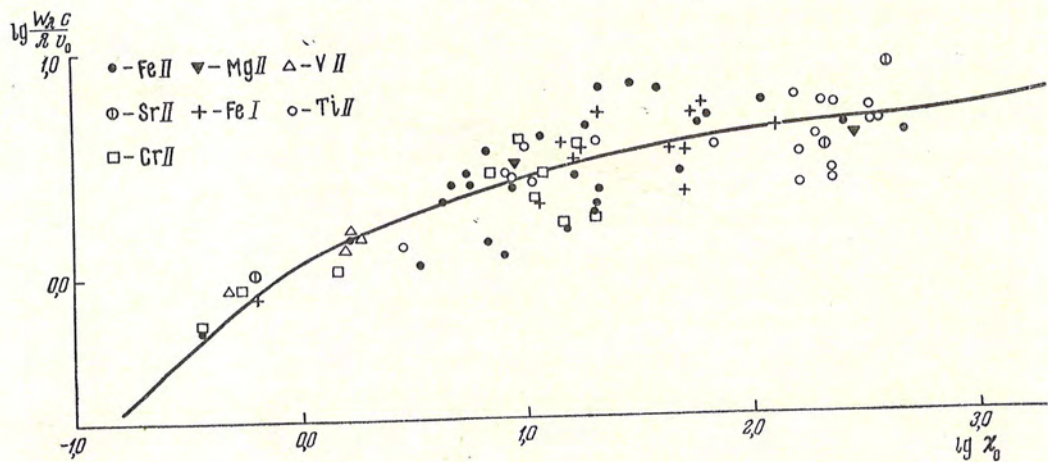
Фиг. 4. Кривая роста для ν Her



Фиг. 5. Кривая роста для HD 110628



Фиг. 6. Кривая роста для 41 Cyg



Фиг. 7. Кривая роста для γ Cyg

фотосферы», причем значок r означает, что это число относится к r раз ионизованным атомам. Величины N_r были определены как для звезд сравнения, так и для N Her 1934.

Скажем несколько слов об использованной кривой роста для N Her 1934. Кривую роста для этой звезды мы уже построили в [2] для $T_v = 6000^\circ$. Однако по ряду соображений, которые будут изложены далее, эту температуру пришлось изменить на 8000° . С этим новым значением T_v кривая роста была перестроена, она отличается крайне слабо от нашей первой кривой роста, опубликованной в [2], и поэтому мы ее в настоящей работе не приводим. Все числа атомов рассчитаны здесь для $T_v = 8000^\circ$.

Для всех изученных звезд (включая и N Her 1934) величина $r = 0$ или $r = 1$, т. е. мы имеем дело только с нейтральными или ионизованными атомами. Для некоторых элементов оказалось возможным определить по кривой роста N_0 и N_1 , для других только N_0 , для остальных только N_1 .

Для того чтобы получить относительное содержание различных элементов в атмосферах звезд сравнения и N Her 1934, мы должны знать для каждого элемента полное число атомов над 1 см^2 , включая все фазы ионизации, т. е. число $\sum_r N_r$. Если наблюдения дают величину N_r только для одной какой-либо фазы ионизации, то остальные фазы следует также учесть. Обычно это учитывают с помощью формулы ионизации Саха, принимая некоторое среднее значение температуры ионизации T_i в атмосфере звезды и среднее значение электронной концентрации n_e . В ряде случаев определение n_e можно сделать и при определении самого химического состава ([5], стр. 177). Однако применение данного метода всегда сопряжено с некоторыми неопределенностями, связанными в первую очередь с использованием формулы Саха и с неточностями в величинах T_i и n_e . Поэтому наиболее уверенными результаты по химическому составу получаются тогда, когда из кривой роста мы находим числа N_r для тех состояний ионизации данного атома, которые представлены наиболее обильно в рассматриваемой атмосфере. Иногда речь может идти даже только об одном состоянии ионизации. Так, в атмосферах изученных нами звезд большинство атомов металлов находится преимущественно в однажды ионизованном состоянии. И те случаи, когда для этих состояний имелись надежно определенные по кривой роста значения N_1 , рассматривались нами как наиболее достоверные. Вообще же там, где требовалось, мы учитывали и другие состояния ионизации, не представленные числами N_r , полученными по кривой роста.

Как указывалось выше, величины T_i и n_e могут быть определены и непосредственно по кривой роста. Это можно сделать тогда, когда у нас имеются по крайней мере два элемента, для каждого из которых определены величины N_r для двух последовательных состояний ионизации. В этом случае мы пишем уравнение Саха для обоих элементов и тем самым определяем две величины T_i и n_e . В нашем случае по ряду причин (низкая дисперсия спектрографа, эффекты блендирования и т. д.) мы располагали достаточно уверенными значениями N_0 и N_1 только для одного элемента — железа. Поэтому мы поступили следующим образом.

К настоящему времени опубликовано уже большое число работ по отдельным звездам, в которых содержится определение различных параметров звездной атмосферы и в том числе величин T_i и n_e . Нами на основании указанных работ были построены графики, связывающие эти величины со спектральным классом звезды. На построенных таким образом графиках можно было учитывать и класс светимости звезды. Снятые с соответствующего графика величины T_i проставлены в табл. 2. Что же касается величин n_e , то они определялись по формуле Саха по величинам N_0 и N_i для железа, причем для T_i были взяты значения из только что указанной таблицы. Найденные таким путем величины $\lg n_e$ приведены в той же таблице. Эти величины $\lg n_e$ были затем сравнены со значениями $\lg n_e$ из построенного выше графика, связывающего $\lg n_e$ и спектральный класс звезды для звезд различной светимости. Сравнение значений $\lg n_e$, получаемых обоими способами, показало вполне удовлетворительное согласие. Это, в частности, показывает, что отклонения от формулы Саха для рассмотренных нами звезд относительно невелики.

Специального обсуждения требует N Her 1934. Вначале нами для T_v было принято значение 6000° , а для $T_i = 5800^\circ$, в соответствии со спектральным классом cF5, приведенным в [2]. Однако при этом были получены слишком большие значения для полного числа атомов O, C, N над 1 см^2 фотосферы Новой. В этом случае, как указал нам И. С. Шкловский, следовало бы ожидать очень больших интенсивностей запрещенных линий поглощения [OI], $\lambda 6300$ и 5577 в спектре N Her 1934, чего не наблюдается. В связи с этим нами было сделано заключение, что в действительности спектр звезды должен быть более ранним, чем cF5, и что рассматриваемая ошибка в спектральном классе связана с аномалиями в содержании водорода. Напомним, что в рассматриваемой спектральной области класс определяется в основном отношением интенсивностей линий водорода и металлов и всякая аномалия в этом отношении будет вести к ошибке в оценке спектрального класса. Поэтому для оценки спектрального класса мы сравнили отношение эквивалентных ширин ионизованного и нейтрального железа и хрома в спектре N Her 1934 и звезд сравнения. В этом случае влияние различных аномалий полностью устраняется. Результаты такого сравнения показывают, что температура атмосферы N Her 1934 слегка ниже, чем температура атмосферы α Cyg, и заметно выше, чем у остальных звезд сравнения. По-видимому, эта температура близка к 8000° , хотя возможно, она и достигает значения 8500° . Поэтому в расчетах мы приняли $T_i = T_v = 8000^\circ$.

С температурой $T_i = 8000^\circ$ по числу N_1 и N_0 для Fe была определена концентрация n_e в атмосфере N Her 1934, оказавшаяся равной: $\lg n_e = 14,10$. Эта величина на первый взгляд противоречит числу наблюдаемых линий водорода в спектре N Her 1934. Однако следует иметь в виду, что число наблюдаемых линий в спектре звезды определяется условиями, господствующими в самых верхних слоях ее атмосферы. Вместе с тем атмосфера N Her 1934 была крайне протяженной, и n_e в верхних ее слоях могла быть на несколько порядков меньше, чем в нижних слоях, которыми и определялись в основном линии поглощения.

Таблица 3

	He	C	N	O	Na	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Fe	Sr
N Her 1934	$\lg N_0$	23,42	22,94	23,74	15,14	13,69	(13,57)	(15,46)	(14,95)	16,74	16,65	(11,21)
	$\lg N_1$	(23,57)	(21,56)	(22,05)	(18,94)	17,39	16,92	17,62	17,99	19,73	19,29	15,43
	$\lg N$	23,80	23,09	23,82	19,04	17,88	17,08	17,85	18,27	20,04	19,81	15,47
	$\lg \bar{N}$	24,87	24,16	24,89	20,11	18,95	18,15	18,92	16,97	19,09	20,88	16,54
α Cyg	$\lg N_0$	2436				12,60	(10,39)	(11,81)	(14,33)	14,77	14,37	(8,92)
	$\lg N_1$	2436				16,61	13,78	15,13	17,40	17,79	17,07	12,80
	$\lg N$	2517				16,92	13,94	15,51	14,60	16,15	17,99	14,27
	$\lg \bar{N}$					19,78	16,80	18,37	17,46	19,01	20,85	17,13
δ Del	$\lg N_0$					14,00	(11,54)	(15,45)	(15,46)	16,25	15,52	(11,32)
	$\lg N_1$					18,41	14,23	15,82	17,84	18,58	17,33	14,63
	$\lg N$					18,55	14,71	15,98	15,10	16,70	17,74	14,92
	$\lg \bar{N}$					21,12	17,28	18,55	17,67	19,27	20,31	17,49
γ Her	$\lg N_0$					14,91	(13,32)	(14,37)	(15,61)	16,77	16,07	(11,33)
	$\lg N_1$					18,87	16,09	15,92	18,04	19,14	17,90	14,77
	$\lg N$					19,19	16,52	16,03	15,10	16,70	17,96	14,99
	$\lg \bar{N}$					21,65	18,98	18,49	17,56	19,16	20,42	17,45

Таблица 3 (продолжение)

	He	C	N	O	Na	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Fe	Sr
HD 410628	$\lg N_0$					15,16	(12,31)	(15,91)	(15,75)	16,75	16,53	(10,92)
	$\lg N_1$					17,68	15,78	17,15	18,85	19,80	18,87	15,12
	$\lg N$					17,80	15,91	17,98	16,15	17,75	19,04	16,03
	$\lg \bar{N}$					18,90	17,01	19,08	17,25	18,85	20,14	17,13
ν Her	$\lg N_0$					15,37	(13,04)	(15,73)	(15,77)	17,24	16,53	(11,14)
	$\lg N_1$					17,49	16,25	17,34	18,61	20,03	18,61	15,08
	$\lg N$					17,74	16,46	17,88	16,30	17,90	18,87	15,91
	$\lg \bar{N}$					18,97	17,69	19,11	17,53	19,13	20,10	17,14
41 Cyg	$\lg N_0$					14,89	(13,78)	(14,93)	(16,82)	(18,55)	16,81	(12,70)
	$\lg N_1$					(17,43)	16,02	17,05	18,68	20,33	18,82	15,74
	$\lg N$					18,02	16,85	17,98	16,25	17,85	19,12	16,07
	$\lg \bar{N}$					19,08	17,91	19,04	17,31	18,91	20,18	19,61
γ Cyg	$\lg N_0$					13,81	(13,00)	(14,38)	15,45	18,24	17,41	(11,53)
	$\lg N_1$					(17,84)	16,19	17,45	18,25	20,94	19,37	15,61
	$\lg N$					18,13	16,41	17,72	16,25	17,85	19,69	16,05
	$\lg \bar{N}$					19,43	17,71	19,02	17,55	19,15	21,38	17,35

Определение обилия атомов для различных стадий ионизации всех изученных восьми звезд, включая N Her 1934, а также конечные результаты представлены в табл. 3 для каждой отдельной звезды. В первой строке таблицы указан логарифм числа атомов данного элемента в нейтральном состоянии, во второй — то же число для однажды ионизованного состояния. Те значения, которые не определены непосредственно из кривой роста, а найдены при помощи формулы Саха с величинами T_i и n_e , взятыми из табл. 2, заключены в табл. 3 в скобки. В третьей строке приведен логарифм полного числа атомов данного элемента над 1 см^2 «фотосферы» соответствующей звезды, т. е. логарифм суммы $N = \sum_r N_r$. Заметим, что в случае α Cyg для некоторых элементов пришлось учесть и дважды ионизованные атомы. О четвертой строке мы скажем несколько позже.

Сделаем ряд замечаний к табл. 3. В табл. 3 мы привели данные только для тех элементов, для которых определение обилия оказалось достаточно уверенным. Были отброшены те элементы, для которых: а) в спектре имелось слишком мало неблендированных линий, б) определения сил осцилляторов оказались, по-видимому, ненадежными, в) основное состояние ионизации не было представлено надежными линиями поглощения в спектре и т. д. Все эти дефекты, как правило, проявлялись одновременно для звезд сравнения и для N Her 1934. Тем самым мы могли быть уверенными, что указанные дефекты не отражают какой-либо аномалии в спектре N Her 1934. Наиболее надежными элементами во всех отношениях оказались Fe, Ti, Sr и несколько менее надежными — Sc и Ca.

Вопрос о V и Cr требует специального пояснения. Дело заключается в том, что для этих элементов мы имели в распоряжении только относительные силы осцилляторов и перевести их как-либо в шкалу сил осцилляторов, использованных для Fe, Ti, Sr, Ca, Sc, оказалось невозможным. С другой стороны, для обоих этих элементов мы располагали отношением полных чисел атомов для N Her 1934 и звезды сравнения. Это отношение мы обозначим через n^* : n и используем его следующим образом. В первую очередь следует иметь в виду, что определенный нами средний химический состав из семи звезд сравнения весьма близок для Fe, Ti и т. д. к среднему химическому составу большинства изученных в настоящее время нормальных (не пекулярных) звезд. Этот средний, так сказать «стандартный», химический состав был составлен на основании имеющихся исследований А. А. Боярчуком и был любезно предоставлен в наше распоряжение. В связи с этим величину N для Cr и V для каждой звезды сравнения мы определяли так. На одном из графиков была построена зависимость величин $\lg N$, соответствующих «стандартному» составу, от порядкового номера элемента Z . Такая же зависимость $\lg N$ от Z строилась нами для каждой звезды сравнения по величинам N , определенным из кривых роста.

Рассмотрим теперь какую-либо из звезд сравнения. Накладывая на график зависимости $\lg N$ от Z , построенный для этой звезды, такой же график, построенный для стандартного состава, и перемещая их в вертикальном направлении, мы добиваемся того, чтобы величины $\lg N$ обоих графиков для Fe, Ti, Sr, Ca, Sc наилучшим образом совпадали. Когда это

сделано, мы сразу же на графике звезды сравнения можем определить величину $\lg N$ для V и Cr. При этом, конечно, предполагается, что стандартный относительный химический состав и относительный состав нашей звезды сравнения практически одинаков: это является достаточно оправданным предположением. Если мы теперь умножим определенную только что величину $(N)_{Cr}$ на отношение $(n^*: n)_{Cr}$, то получим полное число атомов хрома (ванадия) над 1 см^2 «фотосферы» N Her 1934, которое надо еще исправить за различие в общем числе атомов, составляющих «обращающий» слой звезды сравнения и N Her 1934. Эту поправку достаточно уверенно можно найти в том случае, если опять-таки относительный химический состав атмосферы N Her 1934, по крайней мере для металлов, примерно таков же, как относительный химический состав атмосфер звезд сравнения. Это, как мы увидим далее, действительно подтверждается нашими материалами для Fe, Ti, Sr, Ca, Sc, и отношение общего числа атомов мы можем получить, образуя для каждого указанного элемента разницу $\lg N^* - \lg N$, где N^* относится к N Her 1934, N — к звезде сравнения. Образовав из значений этих разностей среднее, мы и получим среднюю поправку за различие в общем числе атомов. Учтя ее в произведении $(N)_{Cr} \cdot (n^*: n)_{Cr}$, мы получим искомое значение $(N^*)_{Cr}$ для N Her 1934 в шкале значений величин N для этой звезды. Это же значение $(N^*)_{Cr}$ мы можем определить и по другим звездам сравнения, после чего следует образовать среднее.

Если теперь относительное обилие хрома и ванадия даст те же значения для N Her 1934, что и в наших звездах сравнения, то тем самым предположение о тождественности относительного химического состава для металлов в атмосфере N Her 1934 и в атмосферах звезд сравнения будет подтверждено. Это, как мы увидим далее, и имеет место.

Величины $\lg N$ в третьей строке табл. 3 дают нам логарифмы полных чисел атомов изученных элементов над 1 см^2 фотосферы соответствующей звезды. Однако в целях сравнения удобно все эти значения привести к одному и тому же «общему» числу атомов, составляющих обращающий слой звезды. Для этого мы использовали «стандартный» химический состав, указанный выше, а для приведения величин $\lg N$ к этому составу применили тот же метод образования разностей $\lg N - \lg N_{\text{станд.}}$ по отдельным элементам и вычисления общего среднего для всех элементов из этих разностей, который нами был использован при нахождении величин N для Cr и V. Описанную процедуру приведения всех чисел N к «общему» числу атомов мы провели на основе только атомов металлов. Результаты такого приведения помещены в четвертой строке табл. 3. Для данной звезды величины $\lg \bar{N}$ отличаются от величин $\lg N$ только на одну и ту же поправку для всех элементов $\Delta \lg N$. Графически результаты нашего химического анализа приведены на фиг. 8—10.

На фиг. 8 сравнивается определенный нами химический состав (на всех трех фиг. величины $\lg \bar{N}$) α Cyg и «стандартный» состав. Эту звезду мы выбрали ввиду того, что для нее, благодаря большому количеству использованных спектров, спектрофотометрические данные являются наиболее уверенными. Мы видим из фиг. 8, что сходство между химическим составом α Cyg и «стандартным» составом является вполне удовлетворительным.

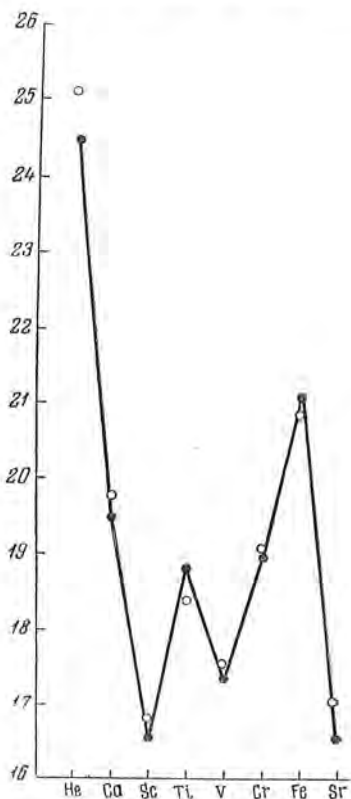
Химический состав всех прочих звезд сравнения согласуется со стандартным химическим составом тоже хорошо.

На фиг. 9 мы сравниваем химический состав N Her 1934 с нашим средним химическим составом, основанным на всех семи звездах сравнения нашей работы. Мы видим, что относительный химический состав в обоих случаях примерно одинаков и отклонения не превышают тех ошибок, которые вообще возможны при анализе химического состава по спектрам с такой относительно малой дисперсией, с которой получены спектры. Мы видим, в частности, что относительное содержание ванадия и хрома также согласуется со средним химическим составом (см. выше).

Наконец, на фиг. 10 мы приводим сопоставление химического состава, определенного нами для N Her 1934, со «стандартным» химическим составом. Для металлов относительный химический состав N Her 1934 примерно таков же, как и «стандартный» состав. Однако содержание O, C и N в атмосфере N Her 1934 на несколько порядков превосходит содержание этих элементов (по отношению к металлам) в атмосферах обычных звезд.

Обсудим этот результат сначала с точки зрения использованной методики. Следует указать, что при нахождении величин $Ig N$ для O, C, N нам не пришлось (из-за относительно высоких потенциалов ионизации рассмотренных элементов) вводить заметных поправок за второе состояние ионизации. Кроме того, учет таких поправок лишь увеличил бы найденное содержание O, C, N.

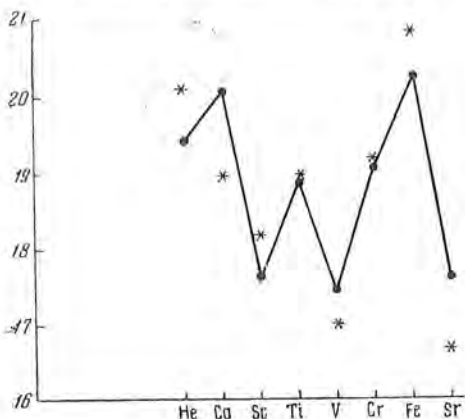
Все изученные нами линии принадлежат нейтральным атомам O, C, N. Таким образом, единственным источником заметных ошибок при нахождении величин $Ig N$ для O, C, N может быть применение формулы Больцмана. Потенциалы возбуждения (с первого уровня) для тех линий, которые нами использованы, достаточно высоки и заключены в интервале от 8 до 12 эв. Однако потенциал первой ионизации атомов железа равен 7,8 эв, а ионизация этого элемента в атмосфере N Her 1934 вполне нормальная, никаких аномалий не обнаружено. Это означает, что вообще в тех частотах спектра, которые расположены за длиной волны, соответствующей приблизительно 8 эв, поле излучения в атмосфере N Her 1934 не отклоняется заметно от поля излучения нормальных звезд эквивалентного спектрального класса.



Фиг. 8. Сравнение среднего «стандартного» химического состава и химического состава α Cyg

Темные кружки — средний «стандартный» химический состав; светлые кружки — химический состав α Cyg

Правдоподобность найденного нами очень высокого содержания O, C, N в атмосфере N Her 1934 подтверждается и другими фактами. Один из них заключается в том, что в спектре этой звезды после максимума блеска наблюдались полосы поглощения CN, которые О. Вильсоном [6] были классифицированы как сильные. Вместе с тем в спектрах обычных звезд класса сF5 полос CN вообще не наблюдается. Следует также отметить, что в спектрах нормальных звезд классов F линий O, C и N не наблюдается.



Фиг. 9. Сравнение химического состава, полученного по семи звездам близкого спектрального класса, и химического состава N Her 1934

Звездочки — химический состав N Her 1934; кружки — средний химический состав звезд сравнения

Аномально высокая интенсивность линий O, C и N отмечалась не только у N Her 1934, но и у многих других новых звезд [7].

При столь высоком содержании кислорода в спектре N Her 1934 можно было бы ожидать наличия интенсивных запрещенных линий [O I] λ 6300 и λ 5577, как указывалось выше. Мы рассчитали величины эквивалентных ширины W_λ этих линий, исходя из уже определенного нами содержания кислорода в атмосфере звезды. Они оказались равными 0,07 и 0,105 соответственно для λ 6300 и λ 5577. При нашей дисперсии линии, имеющие такую малую эквивалентную ширину, не могут быть обнаружены, и, действительно,

но, на наших спектрограммах мы их не видим. Отсутствие этих линий можно рассматривать как критерий правильности определения обилия кислорода, а также углерода и азота, поскольку потенциалы возбуждения у этих элементов одни и те же и содержание определялось одним и тем же методом. Интересно было бы этот результат проверить на спектрограммах, полученных с большей дисперсией.

Содержание водорода в атмосфере N Her 1934 было нами определено по числу атомов нейтрального водорода $N_{0,2}$, находящихся во втором состоянии возбуждения над 1 см^2 «фотосферы» звезды. Это число может быть оценено по формуле (2):

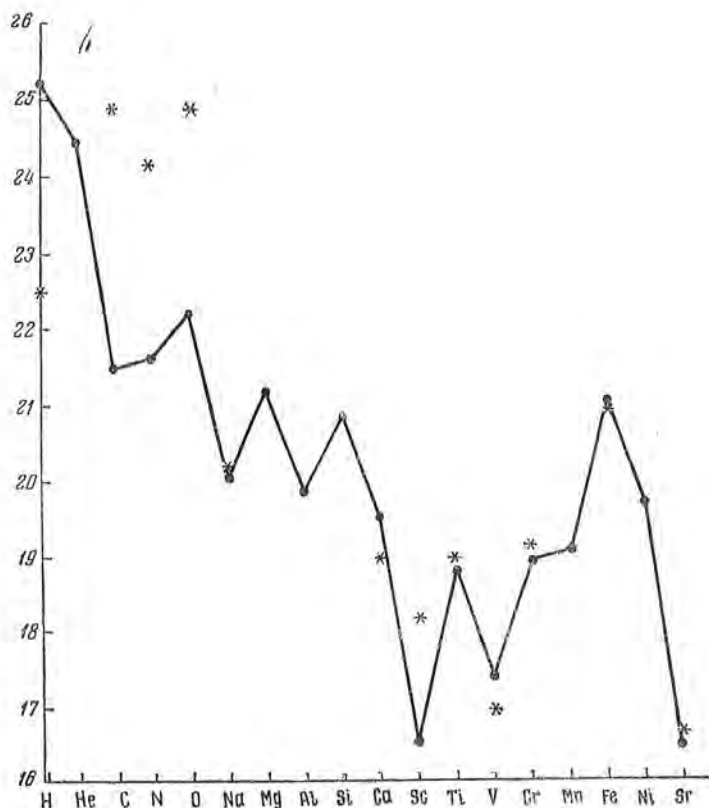
$$W_\lambda^{5/2} = k N_{0,2} n_e \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{5/2}, \quad (2)$$

где W_λ — эквивалентная ширина данной линии балмеровской серии, R_c — глубина линии в ее центре, k — постоянная. Формула (2) основана на формуле (1), которая в применении к водородным линиям дает обычно удовлетворительные результаты. Величина $n_e N_{0,2}$ была определена по трем линиям: H_β , H_γ , H_δ . Для них логарифм постоянной равен соответственно —28,86; —29,10; —29,18. Для величины n_e мы приняли из табл. 2

значение $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В результате для тех же линий H_β , H_γ , H_δ были найдены следующие значения:

Линия	H_β	H_γ	H_δ
$\lg N_{0,2}$	15,50	15,74	15,72

В среднем принято $\lg N_{0,2} = 15,65$.



Фиг. 10. Сравнение химического состава N Her 1934 и среднего «стандартного» химического состава

Звездочки — химический состав N Her 1934; кружки — средний «стандартный» химический состав

Вопрос о содержании H является исключительно важным, а находящийся $\lg N$ для H зависит от принимаемой величины для n_e . Величину n_e для N Her 1934, равную $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, мы получили, сравнивая две фазы ионизации атомов железа (см. табл. 2). Однако, помимо ошибок спектрофотометрического характера, находимое указанным образом значение n_e зависит от принятой величины для температуры ионизации T_i . Кроме того, при стратификации атмосферы величина n_e , получаемая по атомам железа и водорода, может различаться. Поэтому представляется важным определить количество атомов $N_{0,2}$ независимым путем. Это было нами сделано методом Уизольда [9]. К сожалению, последняя измеримая линия водорода на наших спектрах — это H_ϵ . Дальше почернение на пластинках очень быстро падает. Применение данного метода дало $\lg N_{0,2} =$

$= 15,25$, что очень хорошо согласуется со значением $\lg N_{0,2}$, найденным выше. Поэтому мы использовали среднее значение из обеих величин $\lg N_{0,2}(\text{H}) = 15,45$.

Переход от величины $\lg N_{0,2}$ к величине $\lg N_{0,1}$, т. е. к числу атомов водорода в первом состоянии, был сделан с помощью формулы Больцмана для $T = T_{\text{в}} = 8000^\circ$ (см. табл. 2). В результате было найдено, что $\lg N_{0,1} = 21,20$. Вычисления по формуле Саха с $n_e = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T = 8000^\circ$ (см. табл. 2) показали, что при этих условиях поправка за ионизованное состояние водорода весьма мала. В связи с этим для водорода мы приняли $\lg N = 21,50$, ибо числом атомов в возбужденных состояниях так же можно пренебречь.

Для того чтобы привести величину $\lg N$ для водорода к шкале величин $\lg N$ «стандартного» состава, мы прибавили ранее определенную (по металлам) поправку, равную 1,07. В результате величина $\lg N$ для водорода оказалась равной 22,6. Это значение также указано на фиг. 10 звездочкой.

Из фиг. 10 видно, что содержание водорода по отношению к металлам в атмосфере N Her 1934 меньше, чем в атмосфере обычной звезды. Однако, конечно, в этой оценке имеется некоторая неопределенность из-за применения формулы Больцмана с меньшим значением потенциала возбуждения 10,2 эв и из-за возможной неточности в принятой величине n_e .

Значительно меньшей неопределенностью характеризуется отношение чисел атомов $\lg \bar{N}$ для водорода и группы легких элементов C, N, O. Действительно, мы только что указывали, что для получения величины $\lg N$ для водорода нам пришлось использовать формулу Больцмана с потенциалом возбуждения 10,2 эв. С другой стороны, при получении величины $\lg N$ для C, N и O нам также пришлось использовать формулу Больцмана с потенциалами, заключенными в пределах от 8 до 12 эв, т. е. в среднем с потенциалом около 10 эв. Следовательно, в обоих случаях любые возможные аномалии в поле излучения атмосферы N Her 1934 будут влиять на условия возбуждения H, с одной стороны, и C, N, O — с другой, практически одинаково. Далее, в обоих случаях (H и C, N, O) поправка за ионизованное состояние мала, а если бы ее и пришлось вводить, она также оказалась бы примерно одинаковой, ибо потенциалы ионизации у H, C, N, O одного порядка. Следовательно, единственный возможный источник неопределенности в сравнении величин $\lg N$ для H и C, N, O для атмосферы N Her 1934 — это неопределенность в величине n_e . Величину n_e мы использовали для нахождения $N_{0,2}$ по формуле (2). Следует здесь же подчеркнуть, что все наши остальные определения $\lg N$ для металлов, а также C, N, O, практически не зависят от величины n_e , ибо мы использовали в основном только те фазы ионизации, которые наиболее обильно представлены в исследованных нами звездных атмосферах.

Таким образом, наши результаты показывают, что химический состав N Her 1934 является аномальным и эта аномалия распространяется как на C, N, O, так и на H. В частности, согласно фиг. 10, масса атмосферы N Her 1934 (по крайней мере нижних ее частей) определяется не водородом, а атомами C, N, O.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 6, 144, 1951.
 2. Э. Р. Мустель и М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 86, 1958.
 3. K. H u n g e r. Zs. f. Ap., 39, 1, 36, 1956.
 4. C h. M o o r e. Contr. Princeton Univ. Obs., № 20, 1945.
 5. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
 6. O. W i l s o n. Ap. J., 82, 233, 1935.
 7. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 6, 144, 1950.
 8. V o i g t. Zs. f. Ap., 31, 48, 1952.
 9. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1948, стр. 314.
 10. F. S t r a t t o n a. M a n n i n g. Atlas of spectra of Nova Herculis 1934. The Solar Phys. Obs., Cambridge, England.
-

ПРОБЛЕМА ИСТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ИЗ СТАЦИОНАРНЫХ
ЗВЕЗДЧАСТЬ III. ИЗУЧЕНИЕ ОБОЛОЧКИ,
СОЗДАВАЕМОЙ КОРПУСКУЛЯРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ЗВЕЗДЫ

Э. Р. Муettel

В начале работы сформулированы приближенные начальные условия интегрирования основного уравнения задачи (1), описывающего расширение оболочки, созданной корпускулярным излучением от звезды [1]. Указано, что даже большие ошибки в задании начальных условий не влияют на результаты интегрирования уравнения (1), относящиеся к достаточно большим значениям времени t . Некоторые результаты интегрирования уравнения (1), полученные с помощью быстродействующей электронно-счетной машины, представлены на фиг. 1—4. Условия, для которых проведено интегрирование уравнения, выписаны под соответствующими чертежами. Величина H_0 определяется уравнением (5), v_0 — скорость атомов, летящих от звезды, n_c — концентрация атомов в межзвездной среде (или в диффузной туманности), окружающей звезду. По оси ординат отложен радиус оболочки R_a , по оси абсцисс — время, π то и другое в логарифмической шкале. Более полно результаты интегрирования уравнения (1) для соответствующих вариантов приведены в таблице.

На основании анализа кривых, приведенных на фиг. 1—4, а также другого материала (который будет представлен в следующей работе) сделаны следующие выводы: а) ошибки в задании начальных условий интегрирования уравнения (1) действительно не влияют на получаемые результаты, если мы интересуемся достаточно большими значениями t и R_a ; б) за относительно небольшой промежуток времени (для различных вариантов от 10^4 до 10^6 лет) радиус оболочки оказывается достаточно большим для того, чтобы ее можно было зарегистрировать наблюдениями; в) для заданного значения H_0 размер оболочки слабо зависит от принимаемых значений v_0 и n_c ; г) масса оболочки на всем ее пути определяется в основном не теми атомами, которые выбрасываются из звезды и догоняют оболочку, а той массой, которая черпается оболочкой за счет межзвездной среды (или диффузной туманности).

В заключение работы обсужден вопрос о возможности обнаружения изученной выше оболочки оптическими наблюдениями. Так как мы интересуемся только горячими звездами, то оболочка должна иметь вид, подобный планетарной туманности. Анализ проблемы показывает, что яркость такой туманности сильно зависит от неизвестной пока величины $R_a/\Delta R$, где ΔR — толщина оболочки. Однако даже при наименьшем возможном значении $R_a/\Delta R$, равном двум, оболочка должна быть видима, если, конечно, она не проектируется на очень яркую диффузную туманность.

Вторая возможность обнаружения оболочки связана с тем, что оболочка «отгоняет» от звезды всю материю и, следовательно, пространство между звездой и оболочкой должно быть относительно пустым. (Газы, выбрасываемые из звезды, являются достаточно плотными только в непосредственной близости от звезды.) Все это означает,

что оболочка, создаваемая корпускулярным излучением из звезды, должна деформировать или даже уничтожать H II-области вокруг O- и B-звезд.

Наблюдения не подтверждают наличия указанных оптических эффектов около O- и B-звезд. В частности, ободки, наблюдаемые вокруг некоторых O- и B-звезд [4, 5], обусловлены, по-видимому, совершенно другим явлением [6, 7]. Таким образом, результаты настоящей работы как будто не подтверждают существование мощного истечения газов с поверхности звезд O и B. Однако эти результаты носят предварительный характер и требуют дальнейшего обсуждения.

THE LOSS OF MASS BY STATIONARY STARS. PART III. AN EXAMINATION OF THE ENVELOPE CREATED BY CORPUSCULAR EMISSION FROM THE STAR, by *E. R. Mustel*.— At the beginning of the paper the approximate initial conditions of integration of the main equation of the problem (1) are formulated. This equation describes the expansion of the envelope created by the corpuscular emission from the star [1]. It is shown that even large errors in the adopted initial conditions do not influence the results of integration of the equation (1) for sufficiently large values of time t . Some results of integration of the equation (1), derived with a high-speed electronic computer, are given in figures 1—4. The parameters assumed for integration of the equation are given under corresponding graphs. The value of H_0 is determined by equation (5), v_0 — the velocity of the atoms ejected from the star, n_c — the concentration of atoms in the interstellar medium (or in the diffuse nebula) surrounding the star. The ordinate is the radius of the envelope R_a , the abscissa is the time, both in a logarithmic scale. More detailed results of integration of equation (1) for the corresponding cases considered are given in table.

On the basis of the analysis of the curves in figures 1—4 and also other data (which will be given in the next paper) the following conclusions are made: a) The errors in the adopted initial conditions of integration of equation (1) actually do not influence the derived results, if we deal with sufficiently large values of t and R_a ; b) It was found that for relatively small intervals of time (for different cases from 10^4 to 10^6 years) the radius of the envelope is sufficiently large to be registered by observations; c) For a given value of H_0 the size of the envelope depends only slightly on the adopted values of v_0 and n_c ; d) The mass of the envelope along all its way from the star is determined mainly not by the atoms which are ejected by the star but by the atoms which are captured by the envelope from the interstellar medium (or the diffuse nebula).

In conclusion the possibility of detecting the above-discussed envelope by optical observations is considered. Since only hot stars are concerned the envelope must resemble a planetary nebula. The analysis of the problem shows that the brightness of such an envelope depends considerably on the so far unknown quantity $R_a/\Delta R$, where ΔR is the thickness of the envelope. However even for the smallest possible value of $R_a/\Delta R$ equal to two, the envelope must be visible, of course if it is not projected on a very bright diffuse nebula.

The second possibility of detecting the envelope is connected with the fact that the envelope «drives away» all the matter from the star and therefore the space between the star and the envelope must be relatively empty. (The gases ejected by the star are sufficiently dense only in the immediate vicinity of the star.) All this means that the envelope created by the corpuscular radiation from the star must deform or even destroy the H II regions around O- and B-stars.

Observations do not confirm the existence of the above-mentioned optical effects around O- and B-stars. In particular, the bright rims observed around some O- and B-stars [4, 5] are evidently produced by a completely different phenomenon [6, 7]. Therefore the results of the present investigation do not seem to confirm the existence of a powerful outflow of gases from the surface of O- and B-stars. However these results are of a preliminary character and are in need of further discussion.

1. В предыдущей работе автором [1] был предложен метод обнаружения процесса истечения газов с поверхности горячих звезд. Этот метод связан

с тем, что газы, выбрасываемые из звезды, должны образовывать в окружающей ее среде (межзвездной среде или газовой туманности) некоторую оболочку. Если масса, теряемая ежесекундно звездой, действительно велика, то мы можем рассчитывать, что за не очень большие промежутки времени указанная оболочка должна достигать таких размеров, что ее уже можно зарегистрировать наблюдениями.

В этой же работе было составлено дифференциальное уравнение движения оболочки

$$\frac{d^2 R_a}{dt^2} = \frac{4\pi R_0^2 \rho_0 (v_0 - v_a)^2 - 4\pi R_a^2 \rho_c v_a^2}{m_0 + 4\pi R_0^2 \rho_0 [v_0 t - R_a + R_{a_0}] + \frac{4}{3}\pi \rho_c (R_a^3 - R_{a_0}^3)}. \quad (1)$$

Здесь R_a — радиус оболочки в момент t , R_{a_0} — в момент ее образования; v_a — скорость расширения оболочки; R_0 — радиус той сферы, окружающей звезду, вне пределов которой тяготение звезды и, возможно, другие силы не влияют на скорость выбрасываемых из нее газов; ρ_0 — плотность этих газов на уровне $R = R_0$; v_0 — их скорость на этом же уровне. Величина ρ_c — плотность той среды, в которой расположена звезда; m_0 — масса оболочки в момент ее образования.

Уравнение (1) было получено, учитывая две силы, действующие на оболочку. Первая из них, P_1 , обусловлена тем, что атомы, выбрасываемые из звезды, догоняют оболочку, задерживаются ею и передают оболочке часть своего импульса. Вторая, P_2 , обусловлена тем, что оболочка тормозится при своем движении средой, окружающей звезду. То же уравнение (1) можно получить несколько иным путем, а именно, исходя из общего уравнения движения тела с переменной массой:

$$\frac{d(mv)}{dt} = P_1. \quad (2)$$

Производя дифференцирование в левой части, мы получаем:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{P_1 - v \frac{dm}{dt}}{m}. \quad (3)$$

Легко проверить, используя формулу (16) в [1], что P_2 и есть второе слагаемое числителя правой части (3).

Рассмотрим теперь вопрос о начальных условиях интегрирования уравнения (1). Этому следует предпослать следующее общее замечание. А именно, заранее можно предвидеть, что через достаточно большое время после образования оболочки ее свойства (скорость, размеры и т. д.) должны крайне слабо зависеть от начальных условий, можно сказать, практически не зависеть от них. Действительно, с течением времени масса оболочки непрерывно растет, и этот рост является весьма быстрым. Вместе с тем, из чисто динамических соображений представляется очевидным, что движение массивного тела под действием внешних сил может лишь весьма слабо зависеть от тех условий, при которых это тело начало двигаться, обладая малой массой. Эти общие соображения полностью подтверждаются и числовым интегрированием уравнения (1). Варьируя начальные условия

в весьма широких пределах (например, меняя величину R_a в пределах пяти порядков!), мы получаем для интересующего нас интервала времени t те же самые значения R_a , v_a , m . Данные соображения позволяют нам избежать изучения весьма сложной проблемы задания точных начальных условий.

Краткая характеристика тех процессов, которые должны предшествовать образованию оболочки, дана нами в [4]. Рассмотрим теперь это более подробно. Допустим, что в некоторый момент времени $t = 0$ из звезды, окруженной газовой средой с плотностью ρ_c , начался выброс атомов, движущихся со скоростью v_0 . Так как ρ_c обычно очень мала, то атомы, летящие от звезды, будут проходить беспрепятственно весьма большой путь, равный в среднем длине их свободного пробега λ_c в среде. В конце этого пути атомы будут сталкиваться с атомами среды и передавать им часть своего импульса.

Далее, поскольку для всех атомов, выбрасываемых из звезды, длина свободного пробега λ_c в среднем одинакова, то, начиная с указанного расстояния от звезды, т. е. λ_c , будет начинаться (в среднем) и торможение этих атомов. При этом необходимо заметить следующий факт. Как мы уже говорили, плотность межзвездной среды или туманности, в которую часто погружены звезды, весьма мала. Соответствующая средняя концентрация равна в первом случае $n_c \approx 1 \text{ см}^{-3}$, во втором $n_c \approx 10 \text{ см}^{-3}$. Длину свободного пробега можно определить по простой формуле:

$$\lambda_c = \frac{1}{n_c \sigma}, \quad (4)$$

где σ — эффективное сечение соударений. Можно принять, также ориентировочно, что $\sigma = 10^{-16} \text{ см}^2$. Тогда, принимая, например, $n_c = 10 \text{ см}^{-3}$, мы находим, что $\lambda_c = 10^{15} \text{ см}$.

С другой стороны, нас интересуют только большие значения потери массы dM/dt :

$$-\frac{dM}{dt} = 4 \pi R_0^2 \rho_0 v_0 = 4 \pi R^2 \rho v_0 = H_0 \quad (5)$$

(см. формулу (13) предыдущей работы [1]). В частности, согласно работе А. Г. Масевич [2], мы для звезды класса О5 можем ожидать величины H_0 , равные, по порядку, $5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ за 1 год. Примем $v_0 = 1000 \text{ км/сек}$, а также допустим, что из звезды выбрасываются в основном атомы водорода, так что $\rho \approx n_H m_H$. Тогда, беря $H_0 = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ и принимая $R = \lambda_c = 10^{15} \text{ см}$, можно подсчитать по формуле (5), что n_H на этом уровне составляет 10^5 см^{-3} . Если же $n_c = 1 \text{ см}^{-3}$ и $\lambda_c = 10^{18} \text{ см}$, то $n_H = 10^3 \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в обоих случаях на уровне $R = \lambda_c$ мы имеем неравенство $n_H \gg n_c$. Более того, n_H от рассматриваемого уровня $R = \lambda_c$ быстро растет к звезде, и на уровне $R = R_0$ величина n_H составляет в среднем 10^{10} см^{-3} . Все это означает, что, хотя каждый отдельный атом, выброшенный из звезды, начинает тормозиться в среднем только на уровне $R \approx \lambda_c$, сама среда в процессе прохождения через нее мощного

потока атомов от звезды будет этим потоком увлекаться*. Таким образом, к моменту, когда первые атомы от звезды достигнут уровня λ_c , практически все газы среды будут также «отогнаны» атомами звезды к этому уровню $R \approx \lambda_c$. Следовательно, в этот момент начинается не только торможение атомов, выбрасываемых из звезды, но и создание некоторого относительно плотного слоя на уровне $R \approx \lambda_c$. Создание такого слоя приведет к тому, что торможение в нем выбрасываемых из звезды атомов сделается еще больше и слой начнет замедлять свое движение. В связи со сказанным мы можем этот слой отождествить с нашей оболочкой в ее начальной фазе.

Конечно, рассматриваемый процесс можно было бы изучить в деталях. Однако, как указывалось выше, в этом нет никакой необходимости. Поэтому мы примем, что в момент $t = 0$, $R_a = R_{a_0} = \lambda_c$, $v_a = v_0$. Массу m_0 мы можем оценить следующим образом. В момент образования указанного слоя основная его масса будет определяться теми газами среды, которые «отогнаны» атомами звезды к уровню $R \approx \lambda_c$. Поэтому мы можем принять приближенно:

$$m_0 \approx \frac{4}{3} \pi \rho_c (\lambda_c)^3. \quad (6)$$

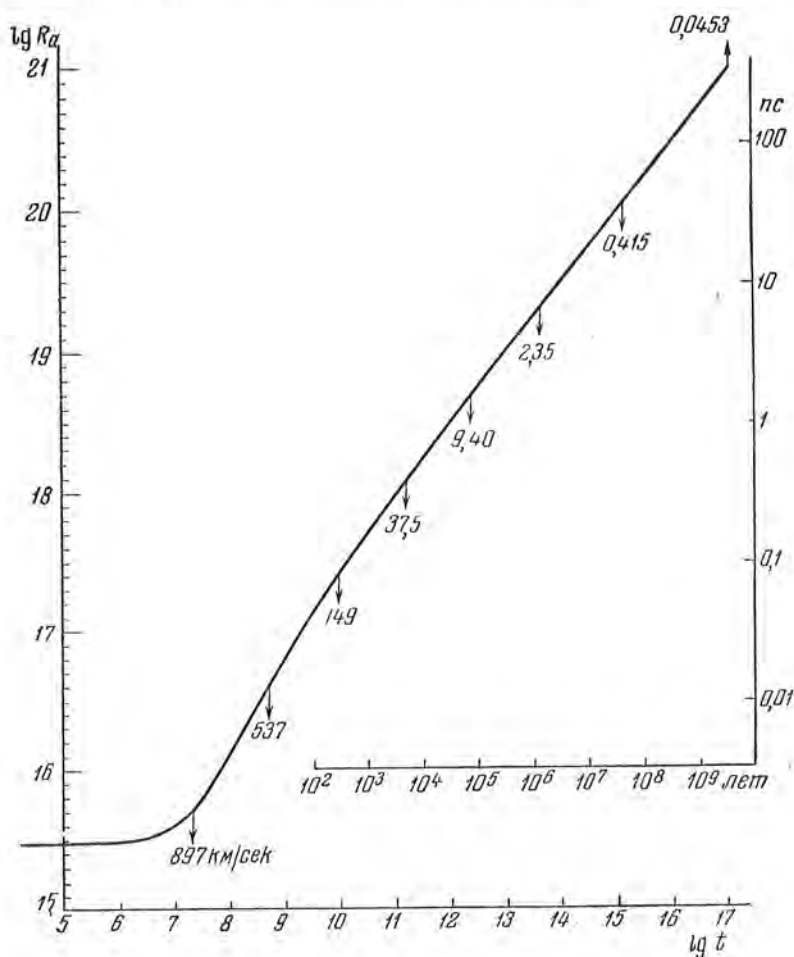
Некоторую долю в образовании массы m_0 должны составить атомы, выбрасываемые из звезды. Однако по условиям сохранения импульса эта доля как в начальный, так и в последующие моменты (когда масса оболочки уже равна m) является весьма малой, и мы можем ею в данном случае, т. е. при написании (6), пренебречь.

2. Рассмотрим теперь некоторые результаты интегрирования уравнения (1). Вначале интегрирование этого уравнения велось обычными числовыми методами, причем применялись формулы и вспомогательные таблицы, содержащиеся в книге Г. В. Опокова [3]. Был рассмотрен следующий вариант: $H_0 = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ в год, или, что то же самое, $H_0 = 3,155 \cdot 10^{19}$ г/сек, $n_c = 10$ см⁻³, $v_0 = 1000$ км/сек. В этих и в дальнейших расчетах в качестве исходного значения для сечения σ в формуле (4) мы принимали не 10^{-16} см², а в три раза меньшую величину. Однако, как уже указывалось, это не имеет значения. Соответственно в качестве начальных значений мы в рассматриваемом случае приняли: в момент $t = 0$, $R_{a_0} = 3 \cdot 10^{15}$ см, $v_{a_0} = 10^8$ см/сек. Интегрирование уравнения (1) было доведено только до значений t порядка 10^5 лет. Затем это же уравнение было проинтегрировано с помощью быстродействующей электронно-счетной машины (см. далее). На общем интервале от $t = 0$ до $t = 10^5$ лет вычисления обоих видов полностью совпали, что явилось проверкой правильности составленного программирования задачи.

Результаты интегрирования представлены на фиг. 1. По оси абсцисс отложено время в логарифмической шкале. Верхний ряд чисел соответствует времени в годах, нижний ряд в секундах. По оси ординат отложены значения R_a также в логарифмической шкале. Левый ряд чисел

* Из-за относительного малого значения λ_c , определяемого атомами, выбрасываемыми из звезды.

соответствует значениям R_a в сантиметрах, правый ряд в парсеках. В отдельных точках кривой, связывающей R_a и t , указаны скорости оболочки v_a . Мы видим, что, начиная уже с $t = 10^5$ лет, радиус оболочки делается вполне заметным для непосредственного ее обнаружения оптическими средствами.

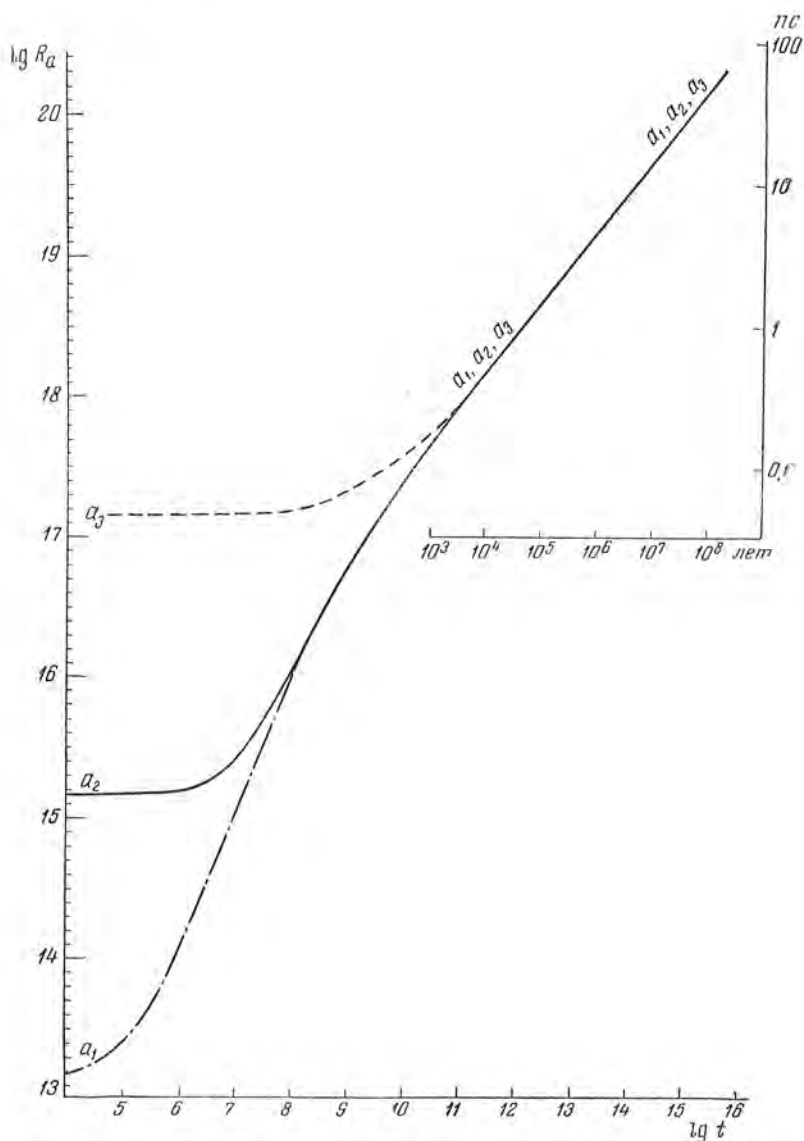


Фиг. 1. Зависимость $\lg R_a$ от $\lg t$ при $H_0 = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ в год, $n_c = 10 \text{ см}^{-3}$, $v_0 = 1000 \text{ км/сек}$

Представленный на фиг. 1 вариант явился подготовкой для основных расчетов, произведенных с помощью счетного устройства «Стрела» Вычислительного центра АН СССР. Уравнение (1) было проинтегрировано для 45 вариантов (включая указанный, представленный на фиг. 1). Более подробное обсуждение всего полученного материала будет проведено в нашем следующем сообщении. В настоящей же работе будут представлены лишь некоторые основные результаты.

В первую очередь мы должны обратиться к обсуждавшемуся уже вопросу о начальных условиях интегрирования уравнения (1). На фиг. 2 мы даем результаты интегрирования уравнения (1) для следующих вариантов:

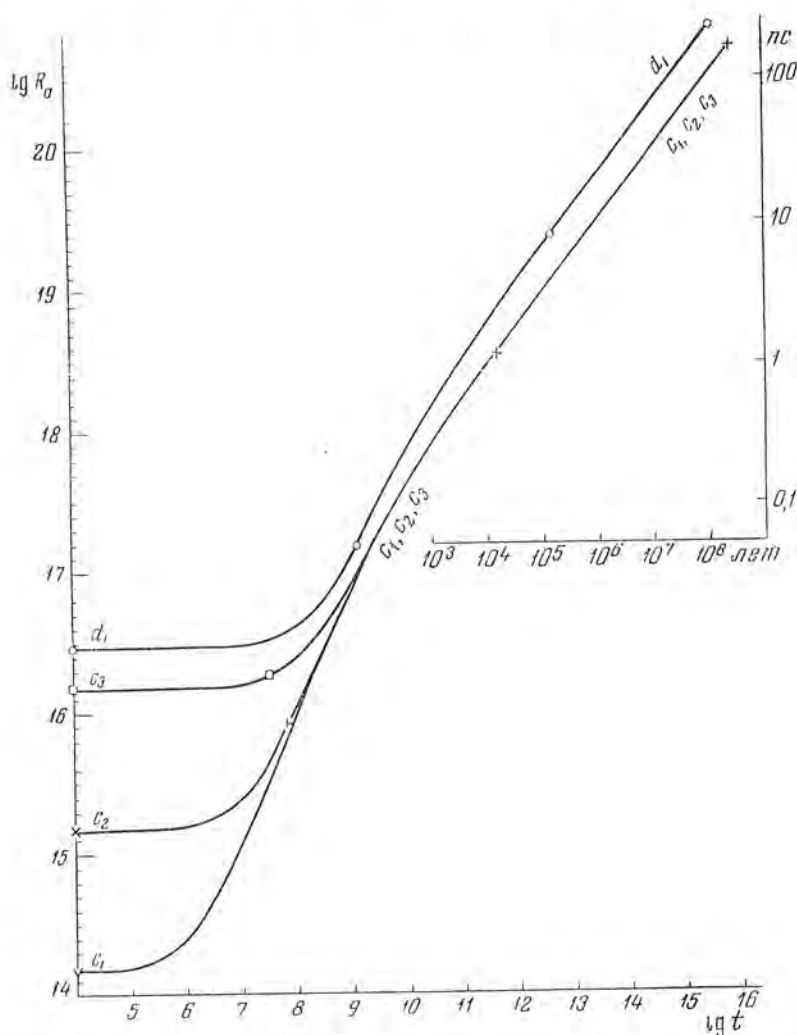
$a_1)$ $H_0 = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ в год, $v_0 = 1000$ км/сек, $n_c = 20$ см $^{-3}$, $R_{a_0} = 1,5 \cdot 10^{13}$ см;
 $a_2)$ H_0, v_0, n_c те же самые, $R_{a_0} = 1,5 \cdot 10^{15}$ см; $a_3)$ H_0, v_0, n_c те же самые,
 $R_{a_0} = 1,5 \cdot 10^{17}$ см.



Фиг. 2. Зависимость $\lg R_a$ от $\lg t$ при $H_0 = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ в год,
 $v_0 = 1000$ км/сек, $n_c = 20$ см $^{-3}$ для трех различных начальных условий
интегрирования уравнения (1)

Рассмотрение кривых на фиг. 2, изображающих зависимость R_a от времени, показывает, что для всех трех вариантов a_1, a_2, a_3 кривые $R_a(t)$ полностью совпадают уже на весьма ранней стадии расширения оболочки, для t меньше, чем 10^4 лет, в то время как нас интересуют значительно большие t . Вместе с тем значения R_{a_0} отличаются в вариантах a_1 и a_3 на 4 порядка! Этот результат полностью подтверждает те

Кроме того, из фиг. 3 мы видим, что для $t > 10^4$ лет, когда кривые, вычисленные для различных начальных условий, совпадают, величины R_a для одних и тех же значений t отличаются для вариантов a и b



Фиг. 4. Зависимость $\lg R_a$ от $\lg t$ при $H_0 = 10^{-5} M_\odot$, $v_0 = 1000$ км/сек, $n_c = 20$ см $^{-3}$ для трех начальных условий интегрирования уравнения (1) и зависимость $\lg R_a$ от $\lg t$ при тех же значениях H_0 и v_0 , но для $n_c = 1$ см $^{-3}$ (см. кривую d_1)

сравнительно немного, значительно меньше, чем разнятся соответствующие скорости v_0 . Это, без сомнения, есть результат того, что в обоих вариантах параметр H_0 один и тот же и только разнятся скорости v_0 .

Рассмотрим теперь фиг. 4. На ней представлены результаты интегрирования уравнения для следующих вариантов: c_1) $H_0 = 10^{-5} M_\odot$ в год, $v_0 = 1000$ км/сек, $n_c = 20$ см $^{-3}$, $R_{a_0} = 1,5 \cdot 10^{14}$ см; c_2) H_0 , n_c , v_0 те же, $R_{a_0} = 1,5 \cdot 10^{15}$ см; c_3) H_0 , n_c , v_0 те же, $R_{a_0} = 1,5 \cdot 10^{16}$ см; d_1) H_0 , v_0 те же, $n_c = 1$ см $^{-3}$, $R_{a_0} = 3 \cdot 10^{16}$ см.

На фиг. 4 мы вновь видим, что возможные неопределенности в начальных условиях никак не могут существенно повлиять на ход изменения R_a с t в наиболее интересном диапазоне величин t и R_a . Кроме того, мы видим, что различие в величинах R_a между вариантами c и d относительно мало, меньше, чем различие между принятыми значениями для n_c . И этот результат, без сомнения, связан с тем, что в обоих вариантах c и d принято одно и то же значение для H_0 . Это значение $H_0 = 10^{-5} M_\odot$ в год соответствует весьма быстрой скорости убывания массы, примерно такой, которая связывается обычно со звездами Вольф-Райе. Напомним, что величина $n_c = 1 \text{ см}^{-3}$ соответствует примерно плотности межзвездной среды, величина $n_c = 20 \text{ см}^{-3}$ — плотности газовой туманности.

В таблице мы даем для некоторых из рассмотренных нами вариантов, а именно, a_2, b_1, c_2, d_1 ход зависимости от времени логарифмов различных величин, характеризующих оболочку. В первом столбце приводится $\lg t$, во втором — $\lg R_a$, в третьем — $\lg v_a$, в четвертом — $\lg m$ и в пятом — логарифм величины m' :

$$m' = \frac{m}{4\pi R_a^2}. \quad (7)$$

Величина m' даст массу, приходящуюся на единицу площади оболочки. Разумеется, что в таблице мы даем величины R_a, v_a, m, m' не для всех вычисленных машиной значений t , а только выборочно. Все величины R_a, v_a, m, m' в таблице даны в системе CGS.

На основе представленных графиков, таблицы, а также изучения других вариантов можно сделать некоторые общие заключения. При этом следует еще раз подчеркнуть, что наши результаты практически не связаны с теми неопределенностями, которые возникают при точной формулировке начальных условий интегрирования уравнения (1).

Первым главным выводом из наших расчетов является то, что уже в сравнительно короткие сроки после образования оболочки, для вариантов a и b через 10^5 лет, а для вариантов c и d через 10^4 лет, радиус оболочки превышает один парсек, т. е. величину, которую можно зарегистрировать наблюдениями. Следует также указать, что для заданного значения H_0 размер оболочки сравнительно слабо зависит от принятых значений n_c и v_0 . Это очень важное обстоятельство, важное в том смысле, что практически независимо от плотности среды, в которой располагается звезда, и скорости v_0 мы всегда* должны ожидать наличия вокруг звезды вполне заметной по размерам оболочки.

Далее, необходимо отметить, что в каждый данный момент времени масса оболочки определяется в основном не теми атомами, которые выбрасываются из звезды, а той массой, которая черпается оболочкой за счет среды. Данная масса определяется третьим слагаемым знаменателя правой части уравнения (1). Этот общий результат, как мы уже указывали, связан с законом сохранения импульса.

* Если, конечно, значения n_c и v_0 не очень сильно отклоняются от нами принятых, что мало вероятно.

Вариант a_2

$\lg t$	$\lg R_a$	$\lg v_a$	$\lg m$	$-\lg m'$
4,477	15,177	7,997	23,680	7,773
5,672	15,189	7,980	23,987	7,490
6,481	15,252	7,974	24,752	6,852
7,494	15,639	7,946	25,977	6,401
8,188	16,146	7,848	27,115	6,276
8,683	16,521	7,701	28,014	6,128
9,114	16,821	7,526	28,788	5,953
9,514	17,074	7,343	29,477	5,770
9,895	17,298	7,160	30,109	5,586
10,321	17,535	6,950	30,794	5,376
10,719	17,748	6,752	31,418	5,178
11,197	17,997	6,514	32,154	4,940
11,654	18,232	6,285	32,851	4,712
12,164	18,490	6,030	33,623	4,457
12,651	18,736	5,787	34,358	4,213
13,098	18,961	5,563	35,031	3,990
13,595	19,210	5,315	35,778	3,741
14,059	19,442	5,083	36,474	3,509
14,571	19,698	4,827	37,242	3,253
15,059	19,943	4,583	37,975	3,009
15,506	20,166	4,359	38,646	2,786

Вариант b_1

$\lg t$	$\lg R_a$	$\lg v_a$	$\lg m$	$-\lg m'$
4,000	15,176	7,000	26,500	4,952
5,176	15,176	7,000	26,500	4,953
6,406	15,183	7,000	26,500	4,966
7,612	15,280	6,999	26,501	5,159
8,691	15,800	6,977	26,841	5,858
9,391	16,372	6,913	28,004	5,840
10,0014	16,886	6,763	29,181	5,690
10,457	17,212	6,596	30,001	5,522
10,962	17,541	6,369	30,886	5,295
11,448	17,828	6,134	31,694	5,061
11,894	18,075	5,914	32,408	4,840
12,391	18,339	5,666	33,184	4,593
12,855	18,579	5,435	33,896	4,361
13,367	18,840	5,179	34,674	4,105
13,855	19,087	4,935	35,412	3,861
14,302	19,312	4,711	36,085	3,638
14,799	19,562	4,463	36,833	3,389
15,263	19,794	4,231	37,530	3,157
15,775	20,050	3,975	38,298	2,901

Вариант c_2

$\lg t$	$\lg R_a$	$\lg v_a$	$\lg m$	$-\lg m'$
4,000	15,176	8,000	25,807	5,645
5,491	15,185	8,000	25,807	5,662
6,708	15,303	7,996	25,894	5,811
7,709	15,812	7,981	26,958	5,766
8,372	16,367	7,937	28,118	5,714
9,056	16,949	7,798	29,422	5,574
9,492	17,280	7,644	30,240	5,420
9,886	17,548	7,474	30,946	5,250
10,318	17,816	7,271	31,684	5,047
10,718	18,046	7,075	32,339	4,851
11,099	18,255	6,887	32,946	4,663
11,577	18,507	6,649	33,689	4,425
12,054	18,754	6,410	34,421	4,186
12,498	18,981	6,189	35,096	3,965
12,994	19,232	5,941	35,846	3,717
13,457	19,465	5,709	36,544	3,485
13,969	19,722	5,453	37,313	3,229
14,457	19,966	5,209	38,046	2,985
14,904	20,190	4,985	38,718	2,762
15,401	20,439	4,737	39,464	2,513

Вариант d_1

$\lg t$	$\lg R_a$	$\lg v_a$	$\lg m$	$-\lg m'$
4,000	16,477	8,000	27,815	6,239
5,491	16,478	8,000	27,815	6,240
6,708	16,484	7,999	27,816	6,252
7,913	16,581	7,988	27,869	6,391
8,913	17,021	7,936	28,765	6,376
9,733	17,636	7,784	30,160	6,211
10,164	17,951	7,632	30,942	6,059
10,610	18,248	7,439	31,730	5,866
11,016	18,495	7,247	32,414	5,674
11,399	18,713	7,060	33,039	5,487
11,826	18,946	6,848	33,716	5,276
12,266	19,178	6,629	34,399	5,056
12,769	19,438	6,378	35,169	4,805
13,254	19,685	6,136	35,906	4,563
13,700	19,910	5,912	36,580	4,340
14,197	20,160	5,664	37,329	4,091
14,661	20,393	5,432	38,026	3,859
15,173	20,649	5,176	38,795	3,603
15,661	20,894	4,932	39,528	3,359

3. Теперь мы должны обсудить вопрос о тех оптических эффектах, которые может создавать рассмотренная нами оболочка в пространстве, окружающем звезду.

Первое же естественное предположение, которое возникает при обсуждении возможности наблюдать оболочку, это предположение о том, что последняя может иметь вид, сходный с планетарной туманностью. Действительно, плотность оболочки должна быть больше, чем плотность межзвездной среды или диффузной туманности, внутри которых оболочка находится. В связи с этим частота рекомбинационных процессов в оболочке должна быть повышена, а следовательно, оболочка может выделяться на более темном фоне в виде яркого окружающего звезду ободка. Обсудим этот вопрос с количественной точки зрения.

Поскольку нас интересуют звезды класса О или звезды самых ранних подклассов В, ионизация в оболочке (по крайней мере в ее внутренних частях) должна быть полной и поэтому весь вопрос сводится к оценке тех электронных концентраций n_e , которые следует ожидать в оболочке. Для этого оценим вначале концентрацию частиц в оболочке в некоторый момент времени t . В качестве отправных значений мы могли бы для этого использовать величины m' , вычисленные по формуле (7). Однако мы уже указывали, что масса оболочки m в каждый момент времени определяется в основном атомами межзвездной среды (или диффузной туманности), а не атомами, выбрасываемыми из звезды. Этим обстоятельством мы и воспользуемся для получения общей формулы.

Рассмотрим сферу с центром в центре звезды и радиусом R , равным радиусу оболочки R_a . Масса оболочки m должна быть в согласии с только что сказанным приблизительно равна:

$$m \approx \frac{4}{3} \pi R_a^3 n_c. \quad (8)$$

С другой стороны, для величины m мы можем написать другое выражение:

$$m \approx 4 \pi R_a^2 \cdot \Delta R \cdot n_a, \quad (9)$$

где ΔR — толщина оболочки в момент t , n_a — концентрация атомов в оболочке. Из (8) и (9) находим:

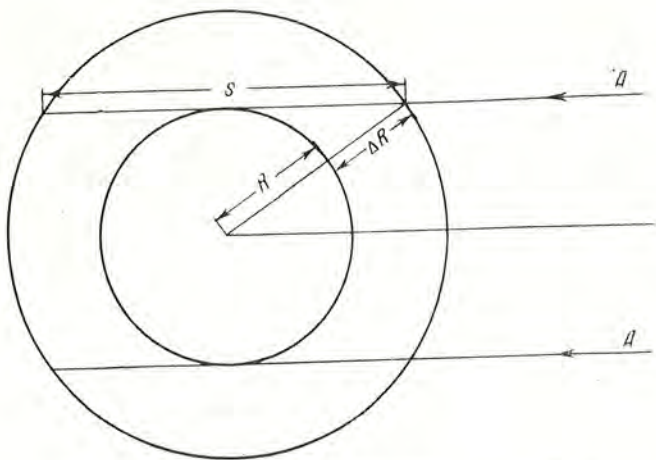
$$n_a \approx \frac{1}{3} n_c \frac{R_a}{\Delta R}. \quad (10)$$

Считая оболочку полностью ионизованной и имея в виду, что каждый ее атом дает один электрон (т. е. пренебрегая электронами, образующимися от ионизации гелия), мы можем (10) переписать также так:

$$(n_e)_a \approx \frac{1}{3} n_c \frac{R_a}{\Delta R}, \quad (11)$$

где $(n_e)_a$ — концентрация электронов в оболочке.

Подсчитаем теперь меру эмиссии M в оболочке в том направлении, в котором количество атомов на луче зрения является максимальным.



Фиг. 5. Схема, поясняющая меру эмиссии M

На фиг. 5 это будет направление, указанное стрелками $A - A$; величина R — внутренняя граница оболочки. Хорду на фиг. 5 мы обозначим через s . Можно думать, что толщина оболочки заметно меньше, чем ее радиус (см. далее). Тогда, как приближение, мы можем написать:

$$s \approx 2\Delta R \sqrt{2 \frac{\kappa_a}{\Delta R}}, \quad (12)$$

где в связи с предполагаемой малостью ΔR по сравнению с R мы полагаем, что $R \approx R_a$. В связи с формулами (11) и (12) мы будем иметь для меры эмиссии M

$$M = s (n_e)_a^2 \quad (13)$$

выражение:

$$M \approx \frac{2}{9} \sqrt{2} \left(\frac{R_a}{\Delta R} \right)^{3/2} (n_c)^2 R_a = 0,31 \left(\frac{R_a}{\Delta R} \right)^{3/2} (n_c)^2 R_a. \quad (14)$$

Единственное не известное нам в формуле (14) количество — это отношение $R_a/\Delta R$. Для точного определения этого отношения потребовалось бы развить полную теорию всех процессов, описывающих взаимодействие оболочки с вторгающимися в нее атомами от звезды с внешней средой, которую оболочка увлекает, с полем излучения звезды и т. д. Это, конечно, большое специальное исследование, которое было бы очень интересно выполнить. Однако и без этих расчетов можно, по-видимому, считать, что отношение $R_a/\Delta R$ заметно больше, чем единица. В самом деле, сразу же после образования оболочки на нее непрерывно действуют две силы. Одна из них, действующая изнутри, обусловлена теми атомами, выбрасываемыми из звезды, которые догоняют оболочку и, врываясь в ее внутренние части, сжимают их, передавая часть своего импульса оболочке. Другая сила, действующая снаружи, обусловлена тем, что оболочка при своем расширении преодолевает сопротивление со стороны атомов межзвездной

среды (или диффузной туманности). Таким образом, на всем своем пути после образования оболочка находится под действием двух противоположно направленных, сжимающих ее, сил, и, следовательно, можно было бы думать, что ее толщина ΔR должна только уменьшаться со временем. Вместе с тем в момент своего образования толщина оболочки меньше длины свободного пробега λ_c и во всяком случае не может заметно превышать ее, ибо само образование оболочки определяется торможением атомов от звезды в газовой среде, окружающей оболочку. Таким образом, если основываться на сказанном, то в интересующие нас моменты, когда время t составляет несколько миллионов лет, размер оболочки должен был бы значительно, на несколько порядков, превосходить величину ΔR .

Однако здесь следует быть осторожным. Элементарные подсчеты показывают, что, начиная с некоторого критического расстояния $R_a = R'_a$, собственное газовое давление внутри оболочки $p_a = n_a k T_a$, где T_a — кинетическая температура оболочки, начинает превосходить «корпускулярное давление» $p = \rho (v_o - v_a)^2$, сообщаемое оболочке атомами от звезды (ρ — плотность, входящая в (5)). Это, разумеется, не означает, что с указанного расстояния оболочка перестанет расширяться. Газовое давление $p_a = n_a k T_a$ действует во все стороны, и оболочка как целое будет продолжать расширяться со скоростью v_a , определяемой уравнением (1). Сказанное выше означает лишь, что, начиная с некоторого момента, величина ΔR начнет увеличиваться, хотя скорость этого увеличения нам неизвестна и может оказаться небольшой. Далее, следует иметь в виду, что увеличение ΔR будет иметь место и в сторону от звезды, наружу, ибо здесь p_a больше, чем газовое давление в среде $p_c = n_c k T_c$.

В связи со всем сказанным мы возьмем вначале для отношения $R_a/\Delta R$ значение, равное 10. Для n_c возьмем значение 20 см^{-3} , соответствующее диффузной туманности. Далее, нас интересуют, конечно, по возможности большие размеры оболочки. Мы примем $R_a = 5 \text{ пс}$, что соответствует для случая $n_c = 20 \text{ см}^{-3}$ времени t около миллиона лет. В этом случае находится, что $M \approx 2,1 \cdot 10^4$. Это вообще больше, чем минимальная величина $M \approx 10^3$, необходимая для обнаружения эмиссии от оболочки.

Если же принять $R_a/\Delta R = 2$, что крайне мало вероятно, то при тех же R_a и n_c величина $M \approx 1,8 \cdot 10^3$, т. е. также больше, чем 10^3 .

Таким образом, как будто в пределах всех возможных значений величины $R_a/\Delta R$ оболочка вокруг звезды должна быть наблюдаемой, если, конечно, ее контраст на окружающем фоне не окажется слишком малым. Однако, учитывая существующие неопределенности в оценке $R_a/\Delta R$, рассмотрим другую возможность обнаружения существования оболочки. Эта возможность связана с тем, что сфера, заключенная внутри оболочки, должна быть практически пустой. Правда, между звездой и оболочкой непрерывно движутся атомы, выбрасываемые из звезды. Однако с точки зрения тех оптических эффектов, по которым можно обнаруживать атомы, этих атомов будет очень мало. Так, по формуле (5) можно рассчитать, что при $v_o = 1000 \text{ км/сек}$, $H_o = 5 \cdot 10^{-7} M_\odot$ в год, величина n , т. е. концентрация атомов, выбрасываемых из звезды, на уровне $R \approx R_a = 10^{19} \text{ см}$, равна

10^{-4} см^{-3} . Ясно, что при такой плотности никакие процессы свечения (рекомбинации, столкновения и т. д.) не могут дать возможности обнаружить эти газы. Это значит, что области Н II вокруг горячих звезд должны практически отсутствовать или во всяком случае они должны быть сильно деформированы *.

Если мы теперь обратимся к наблюдениям, то здесь положение таково: как известно, около некоторых горячих звезд яркие ободки действительно наблюдаются [4, 5], но судя по всему, здесь мы имеем дело совсем с другим явлением, обсужденным в работах Спидера [6] и Ван де Холста [7]. Об этом говорит, в частности, тот факт, что в рассматриваемых случаях между звездами и ободками имеются светящиеся достаточно плотные газы, в противоположность тому, что мы можем ожидать при наличии оболочки, изученной в настоящей работе. И вообще никаких ярких ободков, которые бы напоминали то, что следует ожидать при наличии мощного истечения газов из звезд, пока обнаружено не было. Наблюдения не обнаруживают и деформации Н II-областей вокруг звезд. Эти области неизменно окружают горячие звезды, погруженные или в межзвездную среду или в диффузную туманность.

Таким образом, результаты нашей работы как будто противоречат гипотезе об интенсивном истечении газов с поверхности массивных горячих звезд и в том числе с поверхности звезд Вольф-Райе. Однако настоящее исследование носит предварительный характер. Целый ряд вопросов еще требует изучения и уточнения. Так, необходимо изучить более подробно вопрос об оценке отношения $R_a / \Delta R$, вопрос о том, как будет деформирована оболочка при движении звезды по отношению к окружающей ее газовой среде и т. д.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 153, 1958.
2. А. Г. Масевич. Астр. журн., **28**, 36, 1951.
3. Г. В. Опочков. Численное интегрирование дифференциальных уравнений. Гостехиздат, 1932, стр. 234.
4. Д. А. Рожковский. Астр. журн., **31**, 318, 1954.
5. S. Pottasch. B.A.N., № 471, 1956.
6. L. Spitzer. Ap. J., **120**, 1, 1954.
7. H. van de Hulst. Gas dynamics of cosmic clouds (a symposium). Amsterdam, 1955, p. 111.

* На это обстоятельство обратил мое внимание И. С. Шкловский

СВЯЗЬ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЗВЕЗД СО СПЕКТРАЛЬНЫМ КЛАССОМ И СВЕТИМОСТЬЮ

И. М. Копылов и А. А. Боярчук

По имеющимся в настоящее время данным наблюдений [2—10] составлен сводный каталог скоростей вращения для 2362 звезд. По материалам этого каталога были построены зависимости средних скоростей вращения $v \sin i$ от спектрального класса отдельно для звезд каждого класса светимости (фиг. 2 и 4). Полученные зависимости имеют несколько максимумов и минимумов.

Изучено распределение звезд по величинам скоростей вращения для узких интервалов спектральных классов.

Рассмотрен вопрос о средних скоростях вращения для различных групп peculiar звезд (Be-звезд, звезд типа β Большого Пса, спектрально- и магнитно-переменных, «металлических» звезд, звезд со слабыми и сильными линиями в спектрах).

Проведено краткое обсуждение полученных зависимостей с точки зрения современных представлений об эволюции звезд.

THE RELATION BETWEEN ROTATIONAL VELOCITIES OF STARS AND SPECTRAL CLASSES AND LUMINOSITIES, by I. M. Kopylov and A. A. Boyarchuk. A general catalogue of rotational velocities of 2362 stars was compiled on the basis of known observational data [2—10]. The dependence of the mean rotational velocities $v \sin i$ on spectral class, separately for stars of each luminosity class (fig. 2 and 4) was found using the data of this catalogue. The derived dependences have several maxima and minima.

The distribution of stars according to the values of rotational velocities for narrow intervals of spectral classes has been studied.

The mean rotational velocities of different groups of peculiar stars have been considered (Be-stars, β CMa type stars, spectral and magnetic variables, «metallic» stars, stars with weak and strong lines in their spectra).

A short discussion of the derived dependences is given from the point of view of modern conceptions on stellar evolution.

Наряду со светимостью, температурой, массой и химическим составом, осевое вращение является одной из основных характеристик звезд.

Особенно возрастает роль этой характеристики при рассмотрении процессов эволюции звезд, ибо любая гипотеза о происхождении и последующем развитии звезд должна объяснить различие средних скоростей вращения для различных групп звезд и учитывать возможное влияние величины скорости вращения звезды на ход ее эволюции.

Получение достаточно надежного материала относительно скоростей

вращения $v \sin i$ для возможно большего числа звезд является поэтому весьма важной теоретической и наблюдательной задачей.

Методика определения скоростей вращения звезд основана на предположении, что контуры спектральных линий определяются эффектом Доплера. Поэтому для этой цели непригодны водородные линии, контуры которых определяются эффектом Штарка, или такие сильные линии, как H и K (Ca II) в звездах типа F, где сильно сказывается затухание вследствие излучения. Лучше всего производить определения скоростей звезд по слабым линиям металлов, например по линии $\lambda 4481$, Mg II.

Скорости вращения звезд обычно определяют двумя методами. Первый из них, более старый и более простой, был предложен Г. А. Шайном и О. Струве в 1929 г. [1]. Метод основан на допущении, что если скорость вращения звезды значительно больше турбулентной скорости, то половина ширины линии, выраженная в км/сек, равна скорости вращения звезды. Недостатком этого метода является не очень большая точность, так как трудно определить ширину линии достаточно надежно.

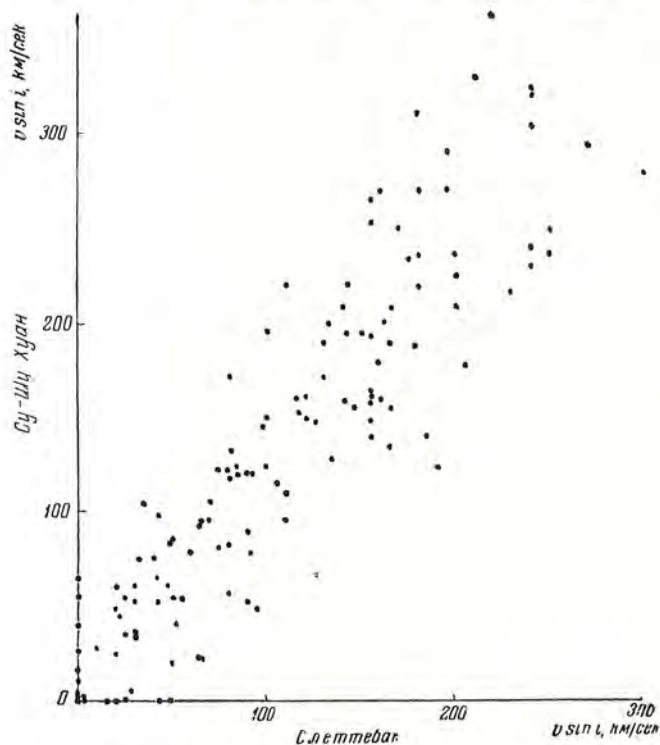
Второй метод основан на рассмотрении всего контура линии. Сначала рассчитывают семейство теоретических контуров линии для различных скоростей вращения, основываясь на определенных предположениях о коэффициенте потемнения диска звезды к краю. Затем сравнивают полученные из наблюдений контуры линии с теоретическими. Этот метод является значительно более точным по сравнению с первым, но более трудоемкий.

Вопросу изучения наблюдаемых зависимостей средних скоростей вращения звезд от спектрального класса было посвящено значительное число работ [2—10]. В каждой отдельной работе было использовано относительно небольшое число звезд. Кроме того, в большинстве работ использовалась недостаточно точная система спектральной классификации звезд HD, и находились средние скорости вращения для довольно неоднородных групп звезд. Например, находилась средняя скорость вращения для звезд В всех светимостей. Это не позволяло выявить достаточно тонкие особенности распределения скоростей вращения звезд в зависимости от спектрального класса и светимости. Кроме того, имеющиеся исследования скоростей вращения звезд далеко не равноценны как по точности определения скоростей вращения, так и по числу изученных звезд.

В связи с этим нами была предпринята попытка приведения всех имеющихся к настоящему времени определений скоростей вращения звезд в одну систему и их последующее статистическое рассмотрение с привлечением, где это возможно, сравнительно точной двумерной спектральной классификации МК.

Приведение различных определений скоростей вращения звезд в одну систему и составление сводного каталога производились следующим путем. В качестве опорной была выбрана, как наиболее надежная, система скоростей вращения, полученная Слеттебаком [2,3]. Скорости вращения звезд в этой системе определялись довольно точно по виду контуров линий, и система имеет довольно большое число звезд (~ 700) в широком интервале спектральных классов от O5 до G0. Скорости вращения звезд,

определенные другими авторами [4—10], были приведены к этой системе на основании редуционных графиков, построенных по общим звездам. В качестве примера такого графика на фиг. 1 представлено сопоставление скоростей вращения, определенных Су-Шу Хуаном [5], со скоростями в си-



Фиг. 1. Сопоставление скоростей вращения звезд $v \sin i$ по определениям Су-Шу Хуана [5] (ордината) и Слеттебака [2,3] (абсцисса)

стеме Слеттебака. Затем приведенные в единую систему скорости вращения были усреднены с учетом весов каждого ряда определений $v \sin i$. Веса были выбраны в зависимости от точности определения скоростей вращения каждым автором. Бóльший вес придавался определениям скорости вращения по виду контура и меньший вес — определениям скорости вращения по ширине линии. Кроме того, при определении величины веса принимался во внимание разброс точек на редуционных графиках типа фиг. 1. На основании вышесказанного были приняты следующие веса:

Слеттебак [2, 3, 11]	5
Ок и Гринстейн [8]	5
Су-Шу Хуан [5]	2
Хербяг и Сполдинг [7]	2
Вестгейт [4]	1,5
Прочие авторы [6, 9, 10]	1

Общее число звезд в полученном сводном каталоге составило 2362, из них для 1343 звезд имеются определения спектральных классов и классов светимости в системе МК по данным различных авторов.

Затем были построены зависимости средних скоростей вращения $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса отдельно для различных классов светимости для звезд, классифицированных в системе МК. Делалось это следующим образом. Для звезд каждого спектрального подкласса данного класса светимости находилась средняя скорость вращения $\overline{v \sin i}$. Полученные значения наносились на график, затем для звезд каждого класса светимости через эти точки были проведены плавные кривые с учетом числа звезд, приходящихся на каждый спектральный подкласс (фиг. 2 и 4). Необходимо отметить, что при любом другом разумном способе усреднения вид кривых на фиг. 2 и 4 практически не меняется.

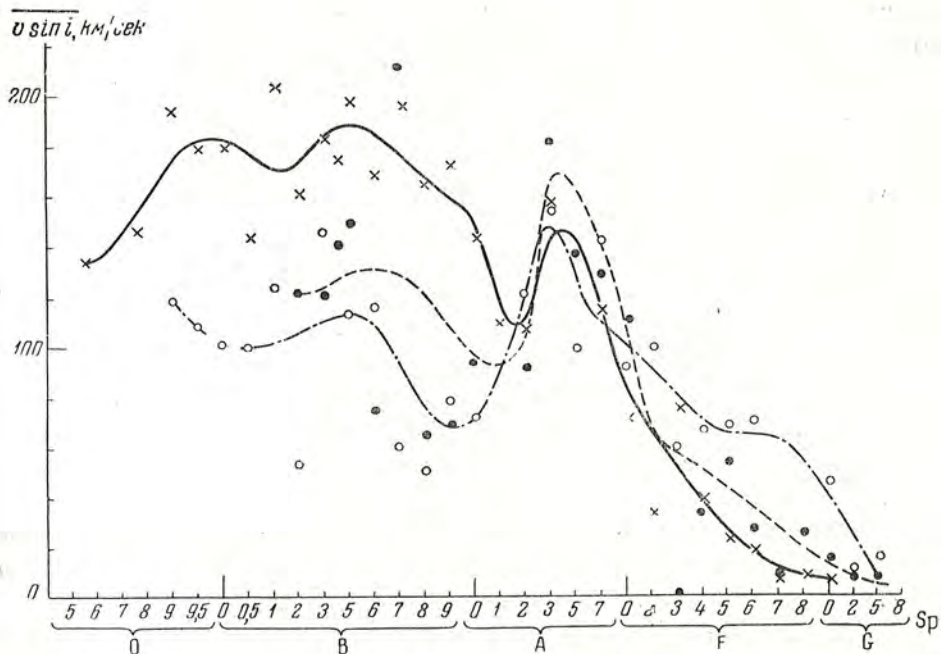
На фиг. 2 наиболее надежной является кривая для звезд класса светимости V, так как она построена по значительному числу звезд (свыше 60% числа всех звезд, имеющих классификацию в системе МК). Кривая для звезд класса светимости III несколько менее надежна из-за меньшего числа звезд. Кривая для класса светимости IV еще менее надежна, так как, помимо меньшего числа звезд, имеющих данный класс светимости, некоторое влияние оказывает неуверенность в определении этого класса светимости в рассматриваемом интервале спектральных классов.

При рассмотрении фиг. 2 можно отметить следующие основные свойства полученных средних зависимостей величин от спектрального класса.

1. В широком интервале спектральных классов от O9 до A0—A2 звезды меньших светимостей (данного спектрального класса) имеют определенно большие средние скорости вращения, причем различие для звезд классов светимости V и III достигает почти 100 км/сек. В интервале спектральных классов A1—F0 зависимость $\overline{v \sin i}$ от класса светимости становится обратной, и для спектральных классов более поздних, чем F0, звездам меньших светимостей уже соответствуют меньшие значения $\overline{v \sin i}$. Такая зависимость $\overline{v \sin i}$ от класса светимости сохраняется вплоть до спектральных классов G0—G2. Для спектральных классов более поздних, чем G0—G2, наблюдаемые скорости вращения становятся столь малыми, что возможность более или менее точного их определения практически исключается.

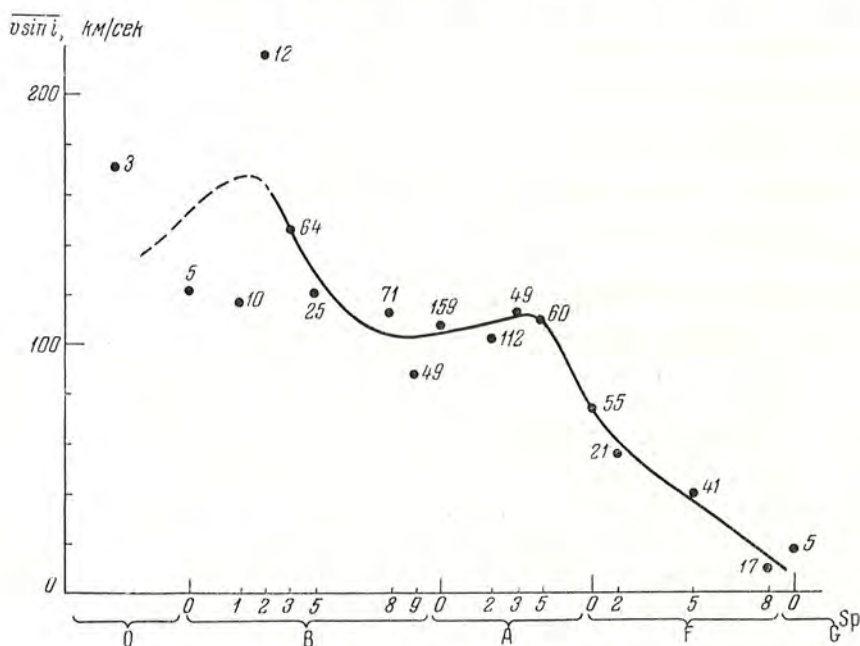
2. Средние зависимости $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса ни в коей мере не являются монотонными. Хотя и имеется явная общая тенденция уменьшения величины $\overline{v \sin i}$ с переходом от ранних спектральных классов к более поздним, однако наиболее характерным свойством средних зависимостей, представленных на фиг. 2, является наличие довольно резких максимумов и минимумов. Явно выраженные максимумы и минимумы на кривых для звезд классов светимости III, IV и V приходятся на интервалы спектральных классов A3—A7 и A0—A2. Намечаются не столь резко выраженные, но обращающие на себя внимание горбы и впадины, приходящиеся на интервалы спектральных классов O9 — B0, B0,5 — B2, B3 — B7.

3. Явное подобие основных свойств всех трёх зависимостей $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса на фиг. 2 (общий вид зависимостей, расположение и величина максимумов и минимумов и т. д.), само по себе являясь чрезвычайно интересным, свидетельствует, на наш взгляд, о реальности



Фиг. 2. Зависимости средних скоростей вращения $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса для звезд классов светимости III—V

Крестики — $\overline{v \sin i}$ для звезд класса светимости V; точки — для класса IV; кружки — для класса III. Сплошная линия — средняя зависимость для звезд класса светимости V; штриховая линия — для класса IV и пунктирно-штриховая — для класса III

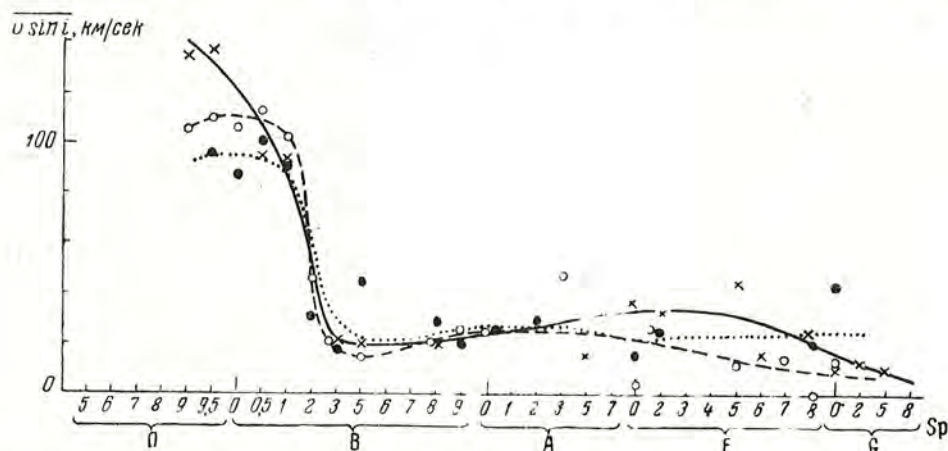


Фиг. 3. Зависимость средней скорости вращения $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса для звезд, классифицированных только в системе HD.

Точки соответствуют спектральным подклассам, имеющимся в системе HD. Около каждой точки указано число звезд, вошедших в среднее

указанных особенностей рассматриваемых зависимостей. Укажем в связи с этим, что, к примеру, при построении кривых фиг. 2 в интервале спектральных классов В8 — А5 были использованы скорости вращений более чем 200 звезд.

Для звезд, имеющих спектральные классы только в системе HD, на кривой зависимости $v \sin i$ от спектрального класса (фиг. 3) имеются небольшой горб и впадина, приходящиеся на спектральные классы А3



Фиг. 4. Зависимости средних скоростей вращения $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса для звезд классов светимости II, Ib и Ia

Крестики — $\overline{v \sin i}$ для звезд класса светимости II; кружки — для класса Ib; точки — для класса Ia. Сплошная линия — средняя зависимость для звезд класса светимости II; штриховая — для класса Ib; пунктирная — для класса Ia

и А0, что примерно соответствует положению сильных максимумов и минимумов на всех трех кривых фиг. 2. Более плавный ход зависимости величины $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса в случае фиг. 3 по сравнению с ходом зависимостей на фиг. 2 является, по-видимому, следствием значительно менее точной классификации звезд в системе HD по сравнению с системой МК и, кроме того, отсутствия деления звезд на классы светимости. Однако самый общий характер кривых фиг. 2 и 3 оказывается очень сходным.

Отметим основные свойства средних зависимостей величины $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса для звезд-сверхгигантов классов светимости Ia, Ib и II, представленных на фиг. 4.

1. Средняя скорость вращения $\overline{v \sin i}$ для сверхгигантов спектральных классов В3 и более поздних оказывается существенно меньше, чем для звезд классов светимости III—V, и в среднем равна всего 20—25 км/сек.

2. При переходе от звезд спектрального класса В3 к более ранним величина $\overline{v \sin i}$ очень быстро возрастает и уже при В1 достигает значений порядка 100 км/сек.

3. Зависимости величины $\overline{v \sin i}$ от спектрального класса для звезд классов светимости Ia, Ib и II оказываются в основных своих чертах подобными. Некоторые расхождения, впрочем довольно незначительные,

наблюдающиеся для звезд спектральных классов F и G, объясняются малым числом звезд с известными скоростями вращения в рассматриваемом интервале спектральных классов.

Согласно Слеттебаку [11], основной причиной расширения спектральных линий для сверхгигантов спектральных классов более ранних, чем B1,5—B2, являются крупномасштабные турбулентные движения в атмосферах этих звезд. Влияние хаотических движений газовых масс в атмосфере звезды сказывается на виде контура спектральной линии несколько иначе, чем осевое вращение звезды, поэтому найденное по виду контура численное значение вероятной скорости крупномасштабных турбулентных движений должно несколько отличаться от величины скорости вращения звезды $v \sin i$. Согласно расчетам Слеттебака [11], для наблюдаемого контура спектральной линии $v \sin i = 1,3 v_{\text{турб}}$.

В связи с рассмотрением фиг. 2—4 важно указать, что звезды различных спектральных классов имеют, по-видимому, в среднем одинаковое распределение направлений осей вращения в пространстве, поэтому множитель $\sin i$ не будет влиять на форму кривых на фиг. 2—4.

Представляет особый интерес оценка средних скоростей вращения для различных типов пекулярных звезд и сопоставление $\overline{v \sin i}$ для них с данными для нормальных звезд таких же спектральных классов и классов светимостей. Такие оценки интересны как с точки зрения общего исследования пекулярных звезд как таковых, так и с точки зрения оценки их влияния на общую картину распределения вращательных скоростей звезд в зависимости от светимостей и спектрального класса.

Звезды типа β CMa. К этому типу звезд в настоящее время можно отнести с уверенностью 14 звезд, для 12 из которых известно значение $v \sin i$. Спектральные классы этих звезд заключены в пределах B1—B2,5. Классы светимости IV и III. Звезды этого типа располагаются вблизи верхней границы главной последовательности примерно параллельно последней [12]. Средняя скорость вращения $\overline{v \sin i}$ для 12 звезд типа β CMa равна 40 км/сек, что значительно ниже, чем $\overline{v \sin i}$ для остальных звезд типа B1—B2 классов светимости III и IV, которая равна ~ 100 км/сек.

Звезды Be. Характеризуются в среднем значительно большими скоростями вращения, чем обычные звезды того же спектрального класса и класса светимости. В интервале спектральных классов B0—B8 звезды Be имеют средние скорости вращения $\overline{v \sin i}$ в среднем на 115 км/сек больше, чем нормальные B-звезды. Интересно также, что средняя скорость вращения звезд Be плавно падает от 300 км/сек для звезд B0—B1 до 220 км/сек для звезд B8.

Пекулярные звезды класса A (спектрально- и магнитно-переменные). Звезды этого типа расположены в спектральном интервале B8—F0 вблизи верхней границы главной последовательности [13]. В данной области спектральных классов главная последовательность имеет значительную дисперсию по светимости, около 2^m5 . Общее число известных пекулярных звезд класса A свыше 60, причем около 80% находится в интервале спектральных классов A0—A2. Для пекулярных звезд класса A $\overline{v \sin i}$ в среднем равна 50 км/сек, средний спектральный подкласс

A0,5. Полученная скорость $\overline{v \sin i}$ лишь слегка меньше, чем $\overline{v \sin i}$ для звезд A0 класса светимости III (~ 70 км/сек), и существенно меньше, чем $\overline{v \sin i}$ для звезд A0 классов светимости IV и V (100 и 130 км/сек соответственно). В то же время по своим светимостям пекулярные звезды A соответствуют примерно классу светимости IV в интервале B8—A0 и классу светимости III в интервале A1—F0.

«Металлические звезды». 15 звезд из сводного каталога относятся к типу «металлических звезд». Спектральные классы этих звезд определялись по линиям металлов, как более правильно отражающим физические условия в их атмосферах. Звезды этого типа оказались заключенными в спектральном интервале A5—F5. По своим светимостям звезды A5 и отчасти A7 соответствуют примерно классу V, а звезды F0—F5 соответствуют классу светимости IV [14]. Для звезд A5—A7 скорости $\overline{v \sin i}$ (~ 50 км/сек, 4 звезды) меньше, чем скорости для нормальных звезд A5—A7 класса светимости V (~ 130 км/сек). Для звезд же F0—F5 $\overline{v \sin i} \approx 47$ км/сек, что близко к скорости $\overline{v \sin i}$ для нормальных звезд A7—F5 класса светимости IV (~ 50 км/сек).

Рассмотрены были также звезды спектральных классов F5—K2 со слабыми и сильными линиями по классификации Н. Роман. Оказалось, что для звезд спектральных классов F5—G0 класса светимости V, для которых имеются оценки $\overline{v \sin i}$, скорости вращения оказываются в среднем несколько большими у звезд с сильными линиями (23 звезды), чем у звезд со слабыми линиями (31 звезда), примерно в 1,7 раза. Для звезд F5—F7 классов светимости III и IV наблюдается обратная картина: у звезд со слабыми линиями (9 звезд) $\overline{v \sin i}$ примерно в полтора раза больше, чем у звезд с сильными линиями (6 звезд). Однако указанные различия для звезд с сильными и слабыми линиями находятся на пределе точности их определения из-за сравнительно небольшого числа рассматриваемых звезд и низкой точности определения малых скоростей вращения и не могут поэтому рассматриваться как окончательные.

Отметим в связи с рассмотрением скоростей вращения пекулярных звезд, что картина общего распределения скоростей вращения звезд со спектральным классом и классом светимости, представленная на фиг. 2, не претерпевает существенных изменений от того, будем ли мы включать в нее рассмотренные группы пекулярных звезд. Можно заметить, что некоторые изменения деталей картины за счет этого оказываются примерно такого же порядка, как и изменения, вызванные несколько различными способами усреднения при построении средних зависимостей на фиг. 2.

Рассмотрим далее распределения относительных чисел звезд по величинам скоростей вращения $f(\overline{v \sin i})$, построенные для различных спектральных классов. Эти распределения должны, очевидно, отражать основные особенности зависимости средней величины наблюдаемой скорости вращения звезд ($\overline{v \sin i}$) от спектрального класса. Рассмотрение таких распределений может дать дополнительные сведения об особенностях связи скоростей вращения звезд с другими их параметрами.

Такие распределения были построены для звезд от O5 до F6. Звезды более поздних спектральных классов имеют наблюдаемые скорости

вращения меньше 25 км/сек , при этом для значительного числа звезд дается лишь верхняя граница величины скорости вращения. Поэтому не представлялось возможным на основании имеющегося материала построить распределения $f(v \sin i)$ для этих звезд.

Так как число звезд с известными $v \sin i$ в пределах каждого данного спектрального подкласса является недостаточным для построения уверенного распределения, то в одну группу объединялись звезды некоторого интервала спектральных классов. При этом основное внимание обращалось на то, чтобы объединяемые спектральные классы занимали сходное положение по отношению к особенностям зависимости средней скорости вращения от спектрального класса на фиг. 2 и 4. Например, в одну группу были объединены звезды A0—A2, попадающие в главный минимум. Можно надеяться, что такой принцип, возможно, позволит обнаружить некоторые свойства распределения $f(v \sin i)$, связанные с особенностями распределения по спектральным классам.

Распределения $f(v \sin i)$ были построены для каждой группы спектральных классов, отдельно для каждого класса светимости. Для звезд классов светимости Ia, Ib и II такие распределения были построены лишь для звезд O9—B1, так как в других спектральных классах известно слишком малое число звезд-сверхгигантов с известными скоростями вращения.

Полученные распределения для звезд классов светимости III—V представлены на фиг. 5. Эти распределения в целом очень похожи на аналогичные распределения, полученные Слеттебаком [2, 3].

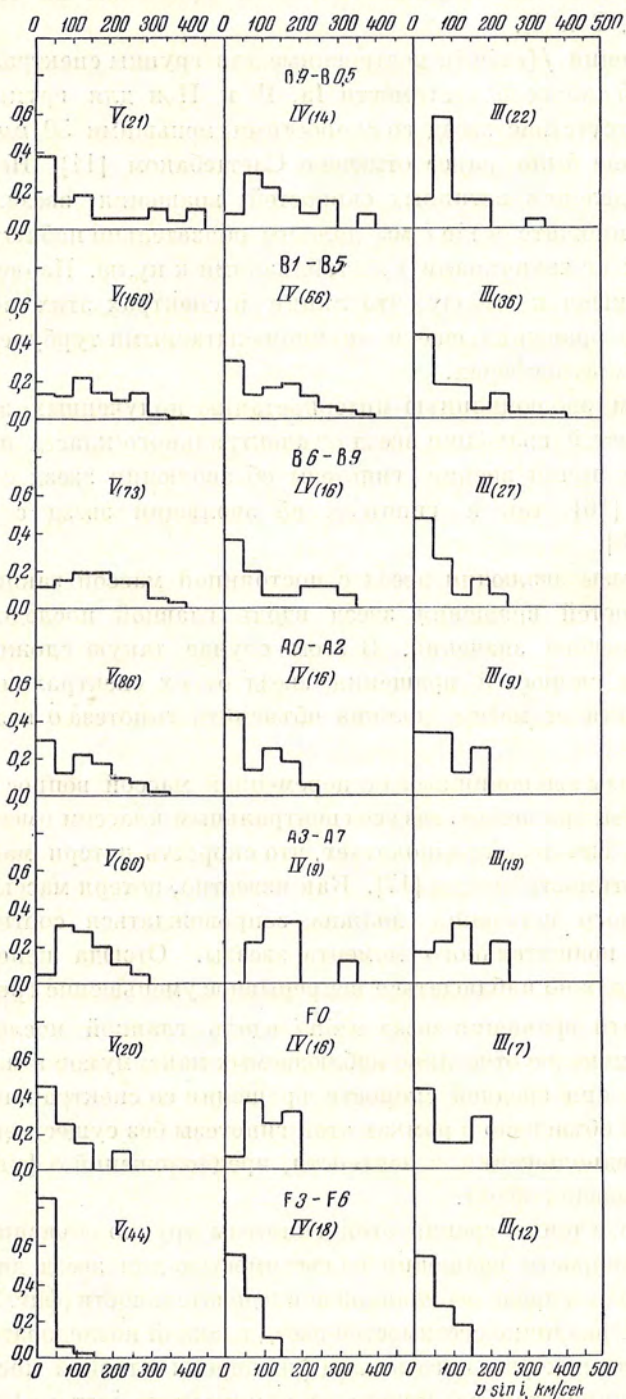
Из рассмотрения этих распределений видно, что они различны для различных спектральных интервалов и классов светимости. При переходе от более ранних спектральных классов к более поздним распределения $f(v \sin i)$ претерпевают следующие изменения:

а) Уменьшение числа звезд с ростом скорости вращения становится более резким, максимум распределения становится более выраженным.

б) Максимальная скорость уменьшается. Ее величина изменяется от 450, 300, 200 км/сек у B0 до 100, 150, 150 км/сек у F3—F6 для классов светимости V, IV, III соответственно.

в) Вероятная скорость примерно до B9 является постоянной. Дальше она быстро уменьшается. Исключение представляет группа A3—A7, соответствующая вторичному максимуму. У этой группы вероятная скорость больше, чем у соседних групп, причем имеется недостаток звезд с малыми скоростями вращения. Подобный недостаток наблюдается и у звезд группы B6—B9, хотя он меньше выражен.

При сравнении распределений $f(v \sin i)$ для различных классов светимости (V—III) можно видеть, что у звезд больших светимостей максимум распределения лучше выражен, чем у звезд меньших светимостей. В спектральном интервале O9—A2 звезды с большими светимостями имеют меньшие вероятные скорости. Для звезд спектральных классов A3—A7 вероятная скорость примерно одинакова у звезд классов светимости V—III. Для звезд F большую вероятную скорость имеют уже звезды больших светимостей. Таким образом, мы имеем здесь такую же картину, что и в



Фиг. 5. Распределение относительного числа звезд по величинам скоростей вращения для 7 спектральных интервалов для звезд классов светимости V, IV и III. Число звезд в каждой гистограмме указано в скобках. Интервалы усреднения 50 км/сек. Распределения нормированы.

случае распределения средних скоростей вращения по спектральным классам (фиг. 2 и 4).

Распределения $f(v \sin i)$, построенные для группы спектральных классов O9 — B1,5 классов светимости Ia, Ib и II и для группы O5 — O8, показывают отсутствие звезд со скоростями, меньшими 50 км/сек. Аналогичное явление было ранее отмечено Слеттебаком [11]. Независимо от вида распределения истинных скоростей вращения звезд, вследствие присутствия множителя $\sin i$ мы должны обязательно наблюдать некоторое число звезд с величинами $v \sin i$, близкими к нулю. На основании этого Слеттебак пришел к выводу, что линии в спектрах этих звезд расширяются, кроме вращения, еще и крупномасштабными турбулентными движениями в их атмосферах.

Рассмотрим эволюционную интерпретацию полученных зависимостей средних скоростей вращения звезд от спектрального класса и класса светимости как с точки зрения гипотезы об эволюции звезд с постоянной массой [15], [16], так и гипотезы об эволюции звезд с переменной массой [17, 18].

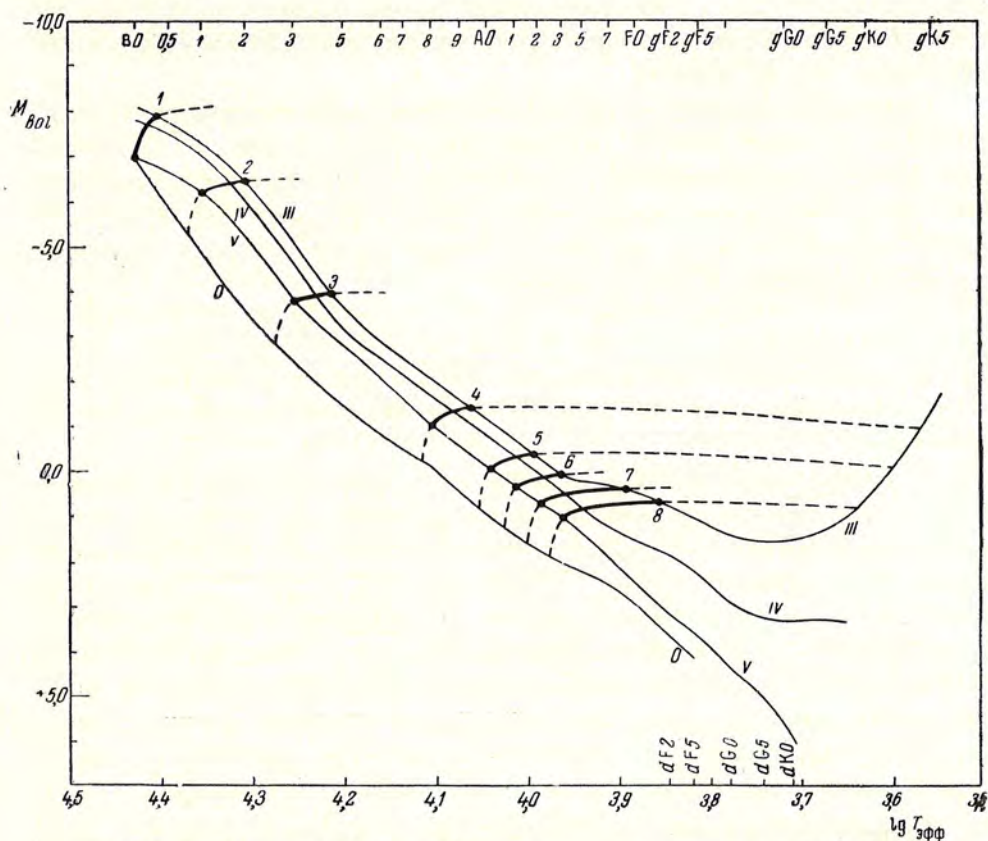
Для гипотезы эволюции звезд с постоянной массой закон изменения средних скоростей вращения звезд вдоль главной последовательности не имеет большого значения. В этом случае такую сложную зависимость средних скоростей вращения звезд от их спектрального класса, т. е. в сущности от массы, должна объяснить гипотеза о возникновении звезд.

Для гипотезы эволюции звезд с переменной массой вопрос о распределении скоростей вращения звезд со спектральным классом имеет решающее значение. Эта гипотеза предполагает, что скорость потери массы пропорциональна светимости звезды [17]. Как известно, потеря массы вследствие корпускулярного истечения должна сопровождаться соответствующим уменьшением вращательного момента звезды. Отсюда непосредственно следует, что должно наблюдаться непрерывное уменьшение средней наблюдаемой скорости вращения звезд $v \sin i$ вдоль главной последовательности [19]. Наличие же отчетливо наблюдаемых максимумов и минимумов на кривой изменения средней скорости вращения со спектральным классом не может быть объяснено в рамках этой гипотезы без существенных дополнительных предположений, в частности, предположений о функции светимости возникающих звезд.

Кроме того, с точки зрения этой гипотезы трудно объяснить уменьшение средней скорости вращения со светимостью для звезд данного спектрального класса в пределах главной последовательности (фиг. 2). Согласно этой гипотезе, различие светимостей звезд главной последовательности одного и того же спектрального класса (дисперсия главной последовательности) обуславливается различием их химического состава [17, 18]. А это в свою очередь означает, что скорость вращения звезды также определяется химическим составом, что трудно объяснить.

С точки же зрения гипотезы об эволюции звезд с постоянной массой указанная связь скорости вращения со светимостью звезды объясняется вполне удовлетворительно.

В течение первого этапа эволюционного перехода от начальной главной последовательности (линии «нулевого возраста») к пределу Шёнберга — Чандрасекара [15], что, вообще говоря, примерно соответствует переходу от звезд класса светимости V к звездам класса светимости III, и при последующем продвижении в область желтых и красных гигантов и сверхгигантов [16] звезда непрерывно увеличивает свои размеры. В соответствии с законом сохранения углового момента это должно приводить к уменьшению скорости вращения звезды, что и наблюдается.



Фиг. 6. Диаграмма $\lg T_{\text{эфф}}$, M_{bol} для интервалов спектров B0 — K5.

Линии 0, V, IV и III — «линия нулевого возраста» и средние линии для последовательностей звезд классов светимости V, IV и III соответственно. Кривые 1 — 8 — эволюционные пути звезд, рассчитанные по [16]

Для подтверждения этого нами были проведены расчеты изменения радиусов звезд в пределах главной последовательности при эволюции их с постоянной массой без перемешивания согласно эволюционной модели, рассчитанной Сандиджем и Шварцшильдом [16].

На фиг. 6 представлен участок диаграммы Герцшпрунга — Рассела для области спектральных классов B0 — K5. Последовательности 0, V, IV, III на фиг. 6 представляют собой соответственно: «линию нулевого возраста» согласно [20] и средние зависимости между M_{bol} и $\lg T_{\text{эфф}}$ для звезд классов светимости V, IV и III. Последовательность 0 представляет

собой, очевидно, нижнюю границу главной последовательности, последовательность III — ее примерно верхнюю границу в области спектральных классов B0 — F5 и положение полосы гигантов в области G2 — K5.

Эволюционные пути звезд, обозначенные на фиг. 6 цифрами 1—8, вычислены согласно моделям Сандиджа — Шварцшильда [16]. Жирные отрезки этих кривых соответствуют эволюционным переходам от звезд класса светимости V к звездам класса светимости III. Для концов каждого из этих 8 отрезков оценены величины радиусов R_V и R_{III} и найдены отношения R_{III}/R_V . Для этих же точек по кривым фиг. 2 найдены отношения v_V/v_{III} . В случае выполнения закона сохранения углового момента $Rv = \text{const}$ при эволюции вращающейся звезды должно выполняться условие $R_{III}/R_V = v_V/v_{III}$.

В таблице приведены результаты соответствующих подсчетов. В столбце 1 указан номер отрезка эволюционной кривой на фиг. 6. Спектральные классы, соответствующие каждому переходу, указаны в столбце 2. В столбце 3 приведено вычисленное отношение радиусов R_{III}/R_V ; в столбце 4 — отношение v_V/v_{III} из фиг. 2. Внизу столбцов 3 и 4 приведены средние отношения R_{III}/R_V и v_V/v_{III} .

Т а б л и ц а

№	Пределы эволюции	R_{III}/R_V	v_V/v_{III}
1	B0 V — B0,5 III	1,80	1,82
2	B1 V — B2 III	1,41	1,62
3	B3 V — B3,7 III	1,32	1,64
4	B8 V — B9,5 III	1,48	2,45
5	A0 V — A2 III	1,48	1,23
6	A1 V — A3 III	1,45	0,85
7	A2 V — A8,5 III	1,76	1,04
8	A3 V — F2 III	1,91	1,56
Среднее		1,58	1,53

Таблица показывает достаточно хорошее общее согласие вычисленных и полученных из наблюдений отношений. Для эволюционного перехода звезд от класса светимости V к классу светимости III в пределах главной последовательности закон $Rv = \text{const}$ в первом приближении выполняется.

Далее, Ок и Гринстейн показали [8], что для звезд, не находящихся в данный момент на главной последовательности (в рассмотренном ими случае для желтых и красных гигантов и сверхгигантов), величина $v \sin i$ хорошо согласуется с представлением о том, что эти звезды, будучи некогда объектами главной последовательности, идут или пришли в область поздних гигантов и сверхгигантов вследствие эволюционных процессов по путям, сходным с теми, которые указаны на фиг. 6.

Этот результат нашел себе полное подтверждение в работе Сандиджа [21], основанной на более обширном наблюдательном материале [2, 3].

Для дальнейшего всестороннего изучения этой чрезвычайно важной для космогонии связи осевого вращения звезды с другими ее характеристиками необходимы детальная теоретическая разработка проблемы формирования звезд из дозвездного вещества и исследование изменений внутренней структуры и наблюдаемых параметров звезды в процессе ее эволюции с дальнейшим последовательным сопоставлением теоретических расчетов с данными наблюдений.

Л и т е р а т у р а

1. G. Shajn a. O. Struve. M.N., 69, 222, 1929.
2. A. Slettebak. Ap. J., 110, 498, 1949; Ap. J., 119, 146, 1954; Ap. J., 121, 653, 1955.
3. A. Slettebak a. R. F. Howard. Ap. J., 121, 102, 1955.
4. C. Westgate. Ap. J., 77, 141, 1933; Ap. J., 78, 46, 1933; Ap. J., 79, 357, 1934.
5. S. S. Huang. Ap. J., 118, 285, 1953.
6. E. van Dien. J. Royal Astr. Soc. Canada, 42, 249, 1948.
7. G. H. Herbig, J. F. Spalding. Publ. A. S. P., 65, 192, 1953; Ap. J., 121, 118, 1955.
8. J. B. Oke a. J. L. Greenstein. Ap. J., 120, 384, 1954.
9. C. T. Elvey. Ap. J., 71, 221, 1930.
10. O. Struve. Ap. J., 72, 1, 1930.
11. A. Slettebak. Ap. J., 124, 173, 1956.
12. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 71, 1959.
13. A. J. Deutsch. Ap. J., 105, 283, 1947.
14. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 13, 9, 1955.
15. M. Schönberg a. S. Chandrasekhar. Ap. J., 96, 161, 1942.
16. A. R. Sandage a. M. Schwarzschild. Ap. J., 116, 463, 1952.
17. А. Г. Масевич. Сообщ. ГАИШ, № 99, 3, 1956.
18. А. Г. Масевич. Вопросы космогонии, 5, 149, 1957.
19. Т. А. Агекян. Астр. журн., 37, 424, 1958.
20. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
21. A. R. Sandage. Ap. J., 122, 263, 1955.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕРЫ СВЕРХГИГАНТА
× КАССИОПЕИ

А. А. Боярчук

На основании спектрограмм × Cas, полученных на 1220-мм рефлекторе, а также эквивалентных ширин линий, данных Манино [4], был выполнен количественный анализ атмосферы × Cas.

Относительный химический состав атмосферы (табл. 3) был постоянным в течение всех серий наблюдений и мало отличался от химического состава атмосфер других В-звезд. Возможно, имеется небольшой дефицит азота и углерода.

Эквивалентные ширины линий оказались переменными. Изменение их величины вызвано изменением предельной глубины линий R_c , скорости мелкомасштабной турбулентции v_t и изменением числа поглощающих атомов NH . В табл. 4 собраны данные об этих, а также и некоторых других величинах для каждой серии наблюдений отдельно.

В заключении высказаны некоторые предположения о причинах, вызывающих изменение величины R_c .

A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE ATMOSPHERE OF THE SUPERGIANT × Cas, by A. A. Boyarchuk.— A quantitative analysis of the atmosphere of × Cas has been carried out using the spectrogramms obtained with the 1220 mm reflector and also the equivalent widths derived by Mannino [4].

The relative chemical composition of the atmosphere (table 3) was constant during the whole series of observations and differed little from that of other B-stars. It is possible that there is a deficiency of nitrogen and carbon.

The equivalent widths were found to be variable, this being caused by a change in the limiting depth of the lines R_c , the velocity of small-scale turbulence v_t and the variation of the number of absorbing atoms NH . In table 4 the data on these and some other quantities are given separately for each series of observations.

In conclusion some suppositions on the reasons which cause the change in R_c are stated.

Звезда × Cas ($\alpha_{1950} = 0^h 27^m, 3$; $\delta_{1900} = +62^\circ 23'$; $m = 4,26$; Sp = B1 Ia) обладает некоторыми пекулярными свойствами. Величина ее лучевой скорости меняется неправильно [1], и эти изменения нельзя интерпретировать как результат орбитального движения. О. Струве отметил важную особенность спектра × Cas — переменность интенсивности линий поглощения [2].

× Cas имеет умеренную эмиссию в линии H_α . Другие линии не имеют эмиссии. Вообще говоря, наличие эмиссии в H_α довольно распространено у звезд-сверхгигантов спектральных классов В и ранних А.

Нужно отметить, что, несмотря на наличие таких интересных особенностей, как изменение интенсивности линий, κ Cas еще почти совсем не изучена. Поэтому в настоящей работе рассмотрен вопрос о химическом составе и различных параметрах ее атмосферы, которые могут быть получены на основании применения метода кривых роста.

Для этой цели на спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией $23,4 \text{ \AA/мм}$ у H_γ были произведены две серии наблюдений: в октябре 1953 г. и декабре 1954 г. В каждой серии было получено по четыре спектрограммы для спектральной области $5000\text{—}3800 \text{ \AA}$ и по две — для области H_α . Все полученные снимки были прокалиброваны на том же спектрографе при помощи ступенчатой щели. Затем спектрограммы были измерены на саморегистрирующем микрофотометре типа Молль с увеличением в 50 раз. На основании полученных регистрограмм обычным способом были найдены эквивалентные ширины линий W_λ . Значения эквивалентной ширины одной и той же линии, найденные по различным спектрограммам, были усреднены отдельно для каждой серии наблюдений. Результаты обработки спектрограмм представлены в табл. 1.

В этой таблице дана длина волны наблюдаемой линии, элемент, которому принадлежит эта линия (число в скобках означает номер мультиплета по таблицам Мур [3]), эквивалентные ширины для 1953 и 1954 гг. соответственно, а также величина $-\lg gf/\lambda$, которая необходима для построения кривой роста.

Уже предварительное рассмотрение полученных результатов показывает, что эквивалентные ширины одних и тех же линий в 1954 г. были больше, чем в 1953 г.

Это еще лучше видно из фиг. 1, на которой представлено сравнение эквивалентных ширин линий в спектре κ Cas в 1953 и 1954 гг. Мы видим, что эквивалентные ширины линий в 1954 г. были систематически больше, чем в 1953 г., примерно на 25 %.

В 1952 г. эту звезду наблюдал Манино [4] при помощи спектрографа с дисперсией $40 \text{ \AA/мм}$. На фиг. 2 представлено сравнение эквивалентных ширин линий, определенных Манино, и эквивалентных ширин линий, полученных на основании наших спектрограмм 1953 г. Эквивалентные ширины линий в спектрах 1952 г. были систематически больше, чем в 1953 г., в среднем на 35 %. Возможно, что некоторая доля этого отклонения обуславливается различием в дисперсии спектрограмм и методах их обработки. Величину этой доли определить невозможно, и в дальнейшем будем считать, что все различия спектров 1952 и 1953 гг. отражают реальные изменения в атмосфере κ Cas. Такое предположение в некоторой мере оправдано тем, что различия эквивалентных ширин линий в спектрах 1952 и 1953 гг. подобны различиям между эквивалентными ширинами линий в спектрах 1953 и 1954 гг., которые основаны на однородном материале. Кроме того, систематические ошибки определения эквивалентной ширины обычно не зависят от величины эквивалентной ширины, а в рассматриваемом случае систематическая разница пропорциональна величине эквивалентной ширины.

Таблица 1

λ	Элемент	W_{λ} 1953	W_{λ} 1954	$-\lg gf \lambda$
4922	He I	0,56	0,71	—
4906	O II (28)	0,07	0,15	4,45
4861	H β	0,89	1,12	—
4713	He I	0,25	0,25	—
4710	O II (24)	0,06	0,063	4,96
4705	O II (25)	0,12	0,175	3,79
4699	O II (25)	0,09	0,14	3,98
4676	O II (1)	0,17	0,25	4,70
4662	O II (1)	0,17	0,25	4,58
4649	C III O II	0,94	1,23	—
4642	O II (1)	0,32	0,36	4,25
4639	O II (1)	0,17	0,21	4,64
4630	N II (5)	0,06	0,10	4,03
4596	O II (15)	0,15	0,17	4,14
4591	O II (15)	0,18	0,26	3,99
4574	Si III (2)	0,15	0,20	4,73
4567	Si III (2)	0,23	0,31	4,25
4552	Si III (2)	0,32	0,46	4,04
4481	Mg II (4)	0,11	0,14	3,35
4471	He I	0,52	0,78	—
4452	O II (5)	0,05	0,07	5,23
4447	N II (15)	0,05	0,10	4,10
4417	O II (5)	0,25	0,37	4,34
4415	O II (5)	0,17	0,28	4,10
4388	He I	0,31	0,44	—
4367	O II (2)	0,17	0,27	4,61
4351	O II (16)	0,14	0,18	4,14
4349	O II (2)	0,34	0,54	4,25
4347	O II (16)	0,10	0,17	4,34
4345	O II (2)	0,18	0,27	4,66
4340	H γ	0,83	1,20	—
4336	O II (2)	0,08	0,10	5,14
4332	O II (41)	0,10	0,08	4,30
4325	O II (2)	0,05	0,06	5,42
4320	O II (2)	0,20	0,21	4,70
4318	O II (2)	0,18	0,18	4,72
4303	O II (54)	0,07	0,10	—
4275	O II (67)	0,11	0,12	—
4267	C II (6)	0,11	0,13	3,38
4254	O II (101)	0,15	0,21	—
4190	O II (36)	0,10	0,15	3,68
4153	O II (19)	0,09	0,14	4,33
4144	He I	0,24	0,27	—
4133	O II (19)	0,06	0,08	4,47
4121	He I, O II	0,14	0,19	—
4119	O II (20)	0,15	0,21	3,92
4116	Si IV (1)	0,15	0,23	4,51
4111	O II (20)	0,06	0,11	4,63
4105	O II (20)	0,12	0,17	4,17
4102	H δ	0,79	1,00	—
4097	N III, O II	0,10	0,16	—

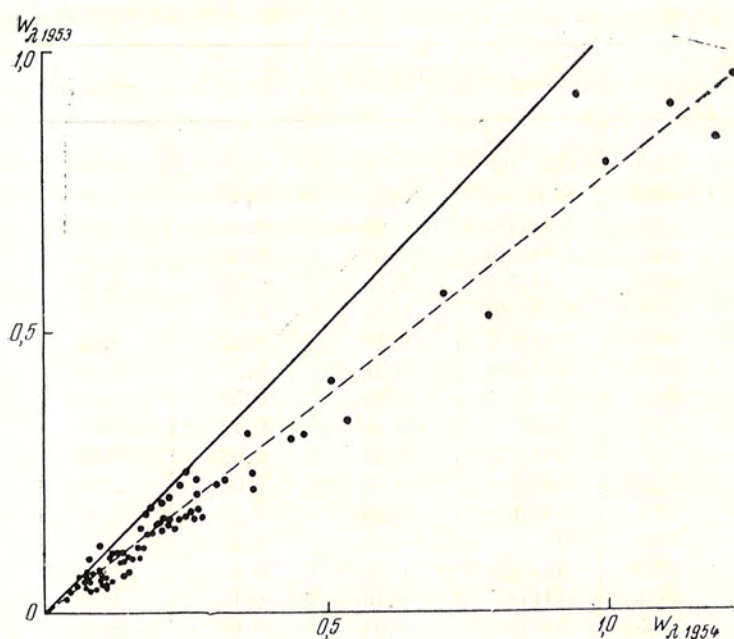
Т а б л и ц а 1 (продолжение)

λ	Элемент	W_{λ} 1953	W_{λ} 1954	$-\lg gf_{\lambda}$
4093	O II (10)	0,05	0,06	4,66
4089	Si IV (1)	0,22	0,37	4,21
4087	O II (48)	0,03	0,04	—
4085	O II (10)	0,07	0,09	4,55
4079	O II (10)	0,05	0,06	4,65
4076	O II (10)	0,23	0,31	3,67
4072	O II (10)	0,17	0,22	3,83
4070	O II (10)	0,21	0,27	3,79
4026	He I	0,41	0,51	—
4009	He I	0,19	0,19	—
3995	N II (12)	0,07	0,09	3,94
3983	O II (6)	0,07	0,06	5,18
3973	O II (6)	0,23	0,23	4,36
3970	H ϵ	0,91	0,95	—
3965	He I	0,20	0,21	—
3954	O II (6)	0,10	0,11	4,77
3945	O II (6)	0,04	0,05	5,23
3926	He I	0,13	0,09	—
3924	Si III	0,05	0,08	—
3919	C II (4)	0,055	0,125	4,43
3912	O II (17)	0,06	0,14	4,34
3889	H δ	0,74	0,78	—
3882	O II (12)	0,06	0,10	4,38
3872	He I	0,10	—	—
3864	O II (12)	0,07	—	4,63
3835	H γ	0,95	—	—
3820	He I	0,36	—	—
3806	Si III, He I	0,07	—	—
3798	H $_{10}$	0,74	—	—
3791	Si III (5)	0,05	—	3,41
3777	Ne II (7)	0,05	—	4,81
3771	H $_{11}$	0,57	—	—
3750	H $_{12}$	0,55	—	—
3734	H $_{13}$	0,34	—	—
3727	H $_{14}$	0,43	—	—
3713	Ne II (5)	0,10	—	4,27

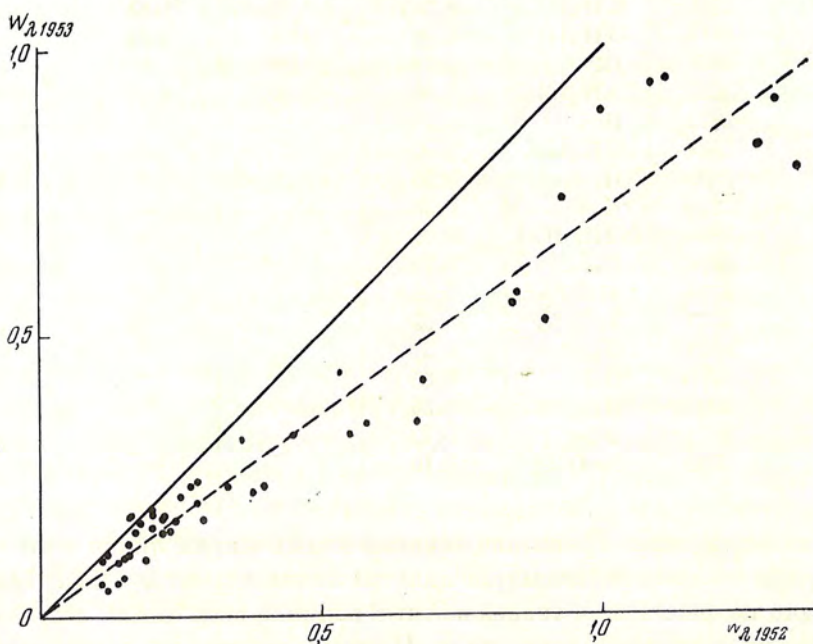
Проведенное выше сравнение эквивалентных ширин линий полностью подтверждает переменность интенсивности линий в спектре «Cas. Причем, как видно из фиг. 1 и 2, эквивалентные ширины всех линий изменяются примерно на одинаковый множитель. Поэтому отношение эквивалентных ширин линий различных элементов, а следовательно и спектральный класс звезды, остается неизменным. В качестве примера рассмотрим отношение эквивалентных ширин линий Si III и Si IV:

$\frac{W_{\lambda}(\text{Si III})}{W_{\lambda}(\text{Si IV})}$	1952 г.	1953 г.	1954 г.
	1,8	1,9	1,6

Как видим, величина отношения меняется очень мало.



Фиг. 1. Сравнение эквивалентных ширин линий в 1953 и 1954 гг.



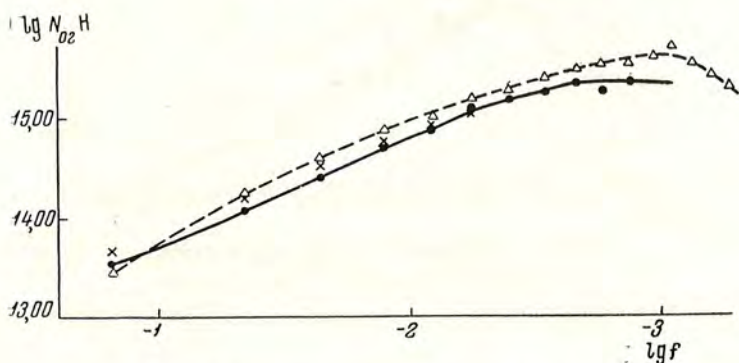
Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширин линий в 1953 и 1952 гг.

Такой характер изменения эквивалентных ширин линий является очень интересным.

Вообще говоря, величина эквивалентной ширины линии зависит от числа атомов, образующих данную линию, которое в свою очередь определяется химическим составом, состоянием ионизации и возбуждения, от

строения атмосферы, от механизма образования линии, турбулентной скорости и др.

Для выяснения роли отдельных факторов мы проведем количественный анализ атмосферы κ Cas, основываясь на однородной модели атмосферы. Рассчитывать неоднородную модель для κ Cas нет необходимости по двум причинам. Во-первых, вследствие сравнительно небольшой дисперсии ($23,4 \text{ \AA/мм}$ у H_γ) точность определения эквивалентных ширин недостаточна для расчета такой модели, и, во-вторых, κ Cas — пекулярная звезда, и не известно, в какой мере можно применять для анализа ее атмосферы принцип термодинамического и гидростатического равновесия.



Фиг. 3. Определение величины $\lg N_{02}H$

Треугольники — 1952 г., точки — 1953 г., крестики — 1954 г.

Рассмотрим водородные линии. Сперва определим число водородных атомов в атмосфере κ Cas, $N_{02}H$, находящихся на втором энергетическом уровне над 1 см^2 фотосферы, по формуле:

$$N_{02}H = \frac{mc^2}{\pi^2 e^2 \lambda^2 f} W_\lambda, \quad (1)$$

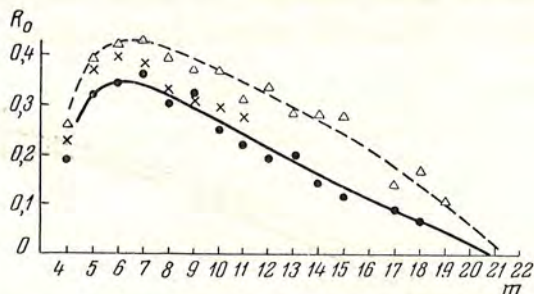
где f — сила осциллятора, а остальные обозначения имеют обычный смысл. Эта формула справедлива лишь для оптически тонкого слоя и поэтому для первых членов бальмеровской серии дает заниженную величину. По мере увеличения номера линии вследствие уменьшения величины силы осциллятора мы будем приближаться к условиям оптически тонкого слоя и величина $N_{02}H$, определяемая по формуле (1), будет приближаться к действительной. Это подтверждается ходом зависимости величины $\lg N_{02}H$ от $\lg f$, представленной на фиг. 3 для каждой серии наблюдений отдельно. Величины $\lg N_{02}H$ оказались равными 15,55 и 15,30 для наблюдений 1952 и 1953 гг. соответственно. Для наблюдений 1954 г. величина $\lg N_{02}H$, как видно из этой фигуры, заключена между 15,65 и 15,30.

Из анализа водородных линий мы можем также определить величину электронной плотности n_e и величину предельной глубины линии R_c . Для этого на фиг. 4 нанесем центральную глубину R_c в зависимости от номера линии. Как видно из этого графика, величина R_c равна 0,42, 0,34 и 0,39 для наблюдений 1952, 1953 и 1954 гг. соответственно. Величину

электронной плотности можно определить по номеру последней видимой бальмеровской линии m , используя формулу Инглиса-Теллера:

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg m. \quad (2)$$

Экстраполируя величины R_0 , мы видим, что в 1952 и 1953 гг. номер последней линии был равен 21. Спектрограммы 1954 г. недодержаны в области длин волн короче, чем H_{11} , и поэтому невозможно определить величину m для этой серии наблюдений. Но, как видно из фиг. 4, точки, соответствующие



Фиг. 4. Зависимость центральной глубины водородных линий от номера линии

Треугольники — 1952 г., точки — 1953 г., крестики — 1954 г.

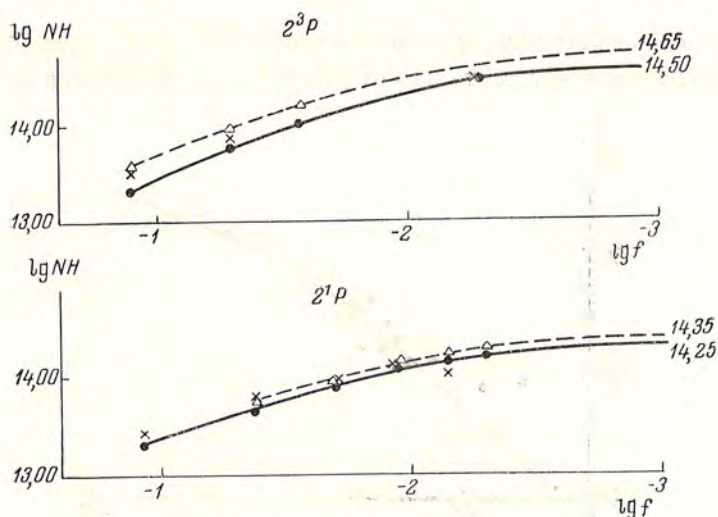
наблюдениям 1954 г., лежат между точками, соответствующими наблюдениям 1952 и 1953 гг. Поэтому можно предположить, что и в 1954 г. $m = 21$. Окончательно будем считать, что электронная плотность в атмосфере $\times \text{Cas}$ равна $\lg n_e = 13,36$ для всех серий наблюдений. Нужно отметить, что при $m = 21$ вращение звезды или крупномасштабная турбулентция ($v \approx 100$ м/сек) еще не приведет к исчезновению водородных линий вследствие их переналожения. Конечно, эти факторы могут несколько занижить номер последней наблюдаемой линии. Но при $m = 21$ ошибка в номере линии на единицу приведет к незначительной ошибке в величине $\lg n_e$ всего на 0,26.

Рассмотрим линии гелия. В спектре $\times \text{Cas}$ наблюдаются только линии нейтрального гелия, принадлежащие сериям $2^3P - n^3D$, $2^3P - n^3S$, $2^1P - n^1D$ и $2^1S - n^1P$.

На основании полученных эквивалентных ширин линий гелия мы можем определить числа атомов гелия в атмосфере $\times \text{Cas}$, находящихся на уровнях 2^3P и 2^1P над 1 см² фотосферы, методом, который использовался для анализа водородных линий. На фиг. 5 представлена зависимость величин $\lg N_{2^3P}H$ и $\lg N_{2^1P}H$, вычисленных по формуле (1), от величины $\lg f$. Такой выбор оси абсцисс гораздо удобнее, чем номер линии, так как в этом случае можно объединить на одной кривой линии различных серий, имеющих общий нижний уровень, и этим повысить точность определений. На основании фиг. 5 были получены следующие величины:

	1952 г.	1953 г.
$\lg N_{2^3P}H$	14,65	14,50
$\lg N_{2^1P}H$	14,35	14,25

Для наблюдений 1954 г. определить эти величины не удалось. Причина заключается в том, что спектры 1954 г. имеют недостаточную для фотометрирования плотность при $\lambda < 3900 \text{ \AA}$, где расположены линии гелия, для которых приблизительно выполняются условия оптически тонкого слоя. Но из фиг. 5 видно, что величины $\lg N_{2^3P}H$ и $\lg N_{2^1P}H$ заключены между соответственными величинами для наблюдений 1952 и 1953 гг. Из линий серии



Фиг. 5. Определение величины $\lg NH$ для уровней нейтрального гелия 2^3P и 2^1P

Треугольники — 1952 г., точки — 1953 г., крестики — 1954 г.

$2^1S - n^1P$ наблюдается лишь одна линия $\lambda 3965$. Она, по-видимому, возникает в оптически толстом слое, и в этом случае нельзя употреблять формулу (1). Поэтому она не использовалась для определения содержания гелия в атмосфере $\times \text{Cas}$.

Для определения относительного содержания других элементов в атмосфере $\times \text{Cas}$ была использована кривая роста. Существует несколько кривых роста, вычисленных для различных однородных моделей звездных атмосфер и различных видов взаимодействия вещества и излучения. К счастью, различие между этими кривыми роста невелико и, как показал Аллер [5], практически не влияет на результаты анализа.

В качестве теоретической мы выбрали кривую роста, вычисленную Унзольдом [6]. Такой выбор объясняется тем, что эта кривая наиболее удобна для вычислений. Кривая роста, вычисленная Унзольдом, представляет собой зависимость величины

$$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{C}{2R_c v_t} \text{ от величины } \lg \frac{NHf\lambda}{2R_c v_t \pi}.$$

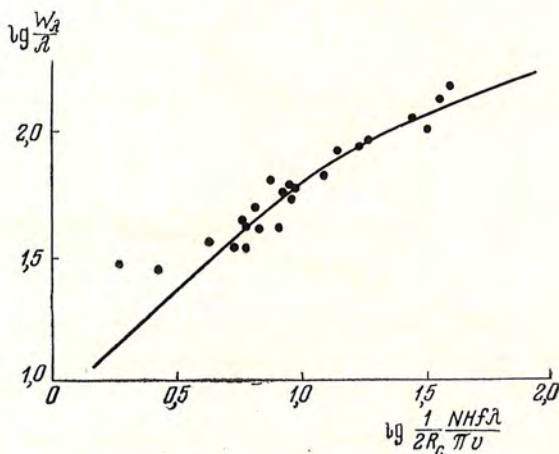
Здесь v_t означает турбулентную скорость вещества в атмосфере звезды.

Для построения наблюдаемой кривой роста были использованы в основном линии допированного кислорода, а также Si III и Si IV.

Величины сил осцилляторов линий, используемых для построения кривой роста и определения химического состава атмосферы * Cas, были взяты из следующих источников:

O II	[7]	N II	[8]
Si III	[8]	Ne II	[7]
Si IV	[8]	Mg II	[8]

Метод построения наблюдаемой кривой роста был обычным: вначале были построены кривые роста для отдельных мультиплетов в координатах



Фиг. 6. Кривая роста, построенная на основании эквивалентных ширин линий, полученных Манино [4] в 1952 г.

$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ и $\lg gf\lambda$. Затем они были совмещены друг с другом путем сдвига вдоль оси абсцисс до лучшего совпадения. В результате была получена наблюдаемая кривая роста. Затем полученная кривая роста совмещалась с теоретической. На фиг. 6—8 представлены кривые роста для наблюдений 1952, 1953 и 1954 гг. соответственно. Сплошная линия означает теоретическую кривую роста. Из разности ординат наблюдаемой и теоретической кривых роста, равной:

$$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} - \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{C}{2R_c v_t} = \lg \frac{2R_c v_t}{C}, \quad (3)$$

мы можем определить величину турбулентной скорости. Величина турбулентной скорости оказалась следующей:

	1952 г.	1953 г.	1954 г.
$\lg 2R_c v_t$	1,56	1,28	1,46
$v_t, \text{ км/сек}$	44	28	37

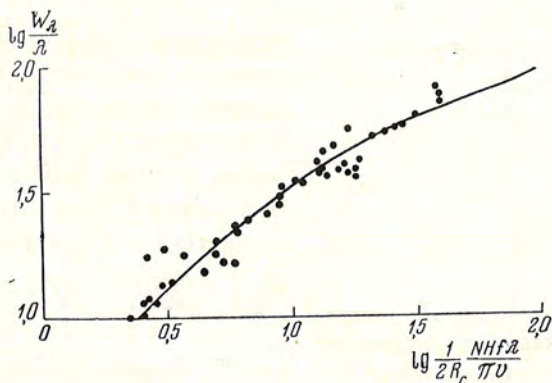
т. е. величина турбулентной скорости меняется с течением времени.

Вообще говоря из наблюдений мы определяем параметр V , который связан с турбулентной и тепловой скоростью следующим соотношением:

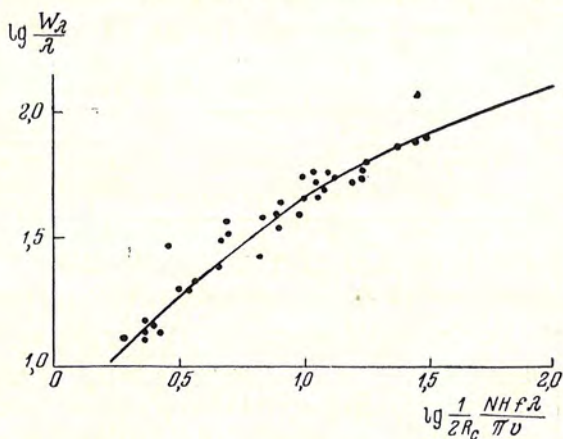
$$V^2 = v_t^2 + v_{\text{теп}}^2. \quad (4)$$

Тепловая скорость $v_{\text{теп}}$ равна:

$$v_{\text{теп}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}. \quad (5)$$



Фиг. 7. Кривая роста по наблюдениям 1953 г.

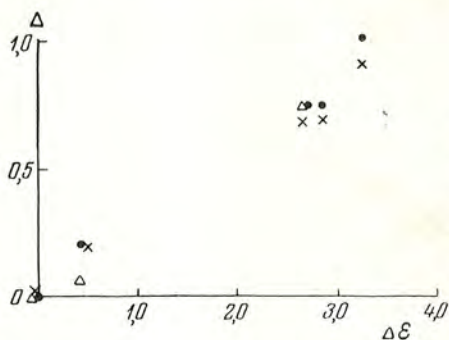


Фиг. 8. Кривая роста по наблюдениям 1954 г.

В нашем случае $T = 22000^\circ$, $\mu = 16$ (кривая роста построена в основном по линиям кислорода) и $v_{\text{теп}} = 4,7$ км/сек. Так как скорости складываются как квадраты, то этой величиной можно пренебречь и считать, что $v = v_t$, т. е. из наблюдений мы находим турбулентную скорость. Постоянную затухания определить не удалось, так как точки, соответствующие наблюдаемым эквивалентным ширинам линии, не ложатся на ту часть кривой роста, где затухание играет ощутимую роль.

На основании кривой роста мы можем определить числа атомов, находящихся на определенных энергетических уровнях. По известной величине $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ из кривой роста находилась величина $\lg \frac{N_i H f_\lambda}{2R_c v_t \pi}$.

Затем из нее вычитались величины $\lg f_{gi\lambda}$ и $\lg \frac{1}{2R_e v_i \pi}$. В результате мы получали величину $\lg \frac{N_i H}{g_i}$. Величины $\lg \frac{N_i H}{g_i}$, определенные по различным линиям, имеющим общий нижний уровень, затем были усреднены. Результаты вычислений даны в табл. 2.



Фиг. 9. Зависимость разности числа атомов, находящихся на различных уровнях Δ от разности потенциалов возбуждения этих уровней

Треугольники — 1952 г., точки — 1953 г., крестики — 1954 г.

Величины $\lg \frac{N_i H}{g_i}$ известны для нескольких энергетических уровней одного и того же элемента — ионизованного кислорода. Это дает возможность определить температуру возбуждения в атмосфере $\times$ Cas. Формулу Больцмана в этом случае мы можем записать в следующем виде:

$$\Delta = \lg \frac{N_i}{g_i} - \lg \frac{N_k}{g_k} = \frac{5040}{T_b} \Delta \epsilon_{ik} \quad (6)$$

где T_b означает температуру возбуждения и $\Delta \epsilon_{ik}$ — разность потенциалов возбуждения соответствующих уровней. На фиг. 9 представлена зави-

Таблица 2

Элемент	Ион, № мультиплета	ϵ_i	1952 г.			1953 г.			1954 г.		
			$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	$\lg N^{++}_H$	$\lg NH$	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	$\lg N^{++}_H$	$\lg NH$	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	$\lg N^{++}_H$	$\lg NH$
H	H I	10,15	15,55	22,72	22,72	15,30	22,46	22,46			
He	He I 2^3P	20,87	14,65	22,03		14,30	21,86				
	2^1P	21,13	14,35	22,23		14,25	22,14				
	Сред.			22,13	22,13		22,00	22,00			
C	C II (4)	16,26				11,75	18,70		12,19	19,22	
	(6)	17,97	11,04	18,43		10,98	18,33		11,07	18,49	
	Сред.				18,43		18,51	18,51		18,86	18,86
N	N II (5)	18,40				11,30	18,37		11,58	18,65	
	(12)	18,42				11,39	18,46		11,51	18,71	
	Сред.						18,42	18,42		18,68	18,68
O	O II (1,2)	22,88	12,59	19,69		12,61	19,67		12,71	19,83	
	(5,6)	23,33	12,54	19,73		12,41	19,57		12,52	19,74	
	(10,12)	25,54	11,84	19,56		11,88	19,55		12,03	19,76	
	(19,20)	25,73				11,86	19,57		12,03	19,79	
	(25)	26,13				11,58	19,39		11,80	19,69	
	Сред.			19,66	19,68		19,55	19,58		19,78	19,80
Ne	Ne II (1)	27,15				12,09	18,72				
	(5)	27,66				11,91	18,66				
	Сред.						18,69	19,27			
Mg	Mg II (4)	8,83	11,11	18,57	18,57	10,99	18,42	18,42	11,12	18,58	18,58
Si	Si III (2)	18,92	12,52	18,34		12,46	18,25		12,61	18,48	
	Si IV (1)	23,95	12,52	18,34	18,34	12,37	18,24	18,24	12,68	18,46	18,47

симось Δ от $\Delta\varepsilon_{ik}$. По наклону прямой мы определили температуру возбуждения:

$$T_{\text{в}} = \begin{matrix} 1952 \text{ г.} \\ 18\,000^{\circ} \end{matrix} \quad \begin{matrix} 1953 \text{ г.} \\ 18\,600^{\circ} \end{matrix} \quad \begin{matrix} 1954 \text{ г.} \\ 19\,800^{\circ} \end{matrix}$$

Нужно отметить, что определение температуры возбуждения указанным способом чувствительно к ошибкам наблюдений. Измерение величины Δ некоторых точек на 0,10 может привести к изменению определенной температуры на 3000° . Полученная в нашем случае температура возбуждения составляет примерно $3/4$ от эффективной температуры $T_{\text{эфф}} = 23\,000^{\circ}$, что является обычным.

Ионизационную температуру мы можем определить по формуле Саха, зная число атомов, образующих линии двух последующих стадий ионизации одного и того же атома. Такими атомами в случае κ Cas являются Si III и Si IV.

Формула Саха имеет следующий вид:

$$\frac{n^{+++}}{n^{++}} n_e = \frac{u^{+++}}{u^{++}} \cdot \frac{2 (2\pi m k T_{\text{и}})^{3/2}}{h^3} e^{\frac{-\chi}{k T_{\text{и}}}}, \quad (7)$$

где n^{+++} и n^{++} обозначают полное число атомов Si IV и Si III в единице объема соответственно, $T_{\text{и}}$ — ионизационная температура. Полное число атомов мы можем выразить через число атомов, находящихся на возбужденных уровнях, которое мы находим непосредственно из наблюдений:

$$n^{+++} = \frac{u^{+++}}{g_k} e^{\frac{\varepsilon_k}{k T_{\text{и}}}} n_k^{+++} \quad (8)$$

и

$$n^{++} = \frac{u^{++}}{g_i} e^{\frac{\varepsilon_i}{k T_{\text{в}}}} n_i^{++}. \quad (9)$$

Подставляя (8) и (9) в (7) мы получим выражение для определения ионизационной температуры:

$$\frac{n^{+++}}{n_i^{++}} n_e = \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{2 (2\pi m k T_{\text{и}})^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi}{k T_{\text{и}}}} e^{-\frac{\varepsilon_k - \varepsilon_i}{k T_{\text{в}}}}. \quad (10)$$

Для рассматриваемого случая разница $\varepsilon_i - \varepsilon_k = 5$ эв мала, поэтому мы можем положить $T_{\text{в}} = T_{\text{и}}$, т. е. избавиться от температуры возбуждения, которая определяется неуверенно.

После логарифмирования формулы (10), некоторых преобразований и подстановки численных значений постоянных получим выражение, удобное для вычислений:

$$T_{\text{и}} = \frac{3360 (\chi + \varepsilon_i - \varepsilon_k)}{\frac{2}{3} \lg \left(\frac{n_i^{++}}{n_e n_k^{+++}} \cdot \frac{g_k}{g_i} \right) + 10,43 + \lg T_{\text{и}}}; \quad (11)$$

По этой формуле методом последовательных приближений было проведено определение ионизационной температуры в атмосфере κ Cas. Величины n_i^{++} и n_k^{+++} были определены на основании кривой роста, а величина n_e — на основании анализа водородных линий. Результаты вычислений оказались следующие:

$$T_{\text{и}} = \begin{matrix} 1952 \text{ г.} \\ 21\,900^\circ \end{matrix} \quad \begin{matrix} 1953 \text{ г.} \\ 21\,700^\circ \end{matrix} \quad \begin{matrix} 1954 \text{ г.} \\ 22\,100^\circ \end{matrix}$$

Нужно отметить, что сделанное выше предположение о равенстве ионизационной температуры и температуры возбуждения, $T_{\text{и}} = T_{\text{в}}$ мало влияет на окончательный результат. При $T_{\text{и}} \neq T_{\text{в}}$ для наблюдений 1953 г. ионизационная температура оказывается равной $21\,500^\circ$, всего на 200° ниже, т. е. на величину, которой можно пренебречь.

Зная ионизационную температуру, электронную плотность и числа атомов различных элементов, находящихся на определенных уровнях, мы можем определить химический состав атмосферы κ Cas.

При условиях, которые существуют в атмосфере κ Cas, атомы углерода, азота, кислорода и магния находятся в основном в дважды ионизованном состоянии. Поэтому мы на основании данных, полученных из анализа кривой роста, можем определить число атомов этих элементов, находящихся в дважды ионизованном состоянии, $\lg N^{++}H$ по формуле:

$$\lg N^{++}H = \lg \frac{N_i^+ H}{g_i} + \lg u^{++} - \lg n_e + 15,65 - \frac{5040}{T_{\text{и}}}(\chi - \epsilon_i) + \frac{3}{2} \lg T_{\text{и}}. \quad (12)$$

Величина $\lg N^{++}H$ в большинстве случаев и будет определять полное число атомов данного элемента. В тех случаях, когда значительная доля атомов находится и в других стадиях ионизации, были вычислены соответствующие поправки. Температура была взята ионизационная. Влияние возможных ошибок в определении температуры на конечных результатах сильно уменьшено тем, что величина $\frac{5040}{T_{\text{и}}}$ умножается на разность $\chi - \epsilon_i$, которая не велика, так как в горячих звездах мы наблюдаем линии, возникающие при переходах с возбужденных уровней. Кроме неона, атомы других элементов находятся в основном в следующей стадии ионизации, по сравнению со стадией ионизации, в которой находятся атомы, образующие наблюдаемые линии поглощения. Поэтому, величина электронного давления не влияет на определение относительного химического состава атмосферы κ Cas.

Результаты вычислений представлены в табл. 2. Величина $N^{++}H$ означает число атомов в дважды ионизованном состоянии, величина NH — полное число атомов данного элемента в атмосфере κ Cas. Эти результаты представлены для каждой серии наблюдений отдельно.

В табл. 3 полученные результаты сравниваются со средним химическим составом В-звезд, взятым из обзора Минарта [9].

В таблице даны величины $\lg NH + a$. Величина a выбирается таким образом, чтобы различие между $\lg NH$ для наблюдений 1953 г. и $\lg NH$ для наблюдений других лет было наименьшим. Величина $a = \lg NH_i -$

Таблица 3

Элемент	Сред. В-звезды	1952 г.	1953 г.	1954 г.	Сред.	× Cas — В-звезды
H	22,37	22,57	22,46		22,54	+0,15
He	21,70	21,98	22,00		22,00	+0,30
C	18,72	18,28	18,51	18,62	18,41	-0,30
N	18,89		18,42	18,44	18,43	-0,46
O	19,35	19,53	19,58	19,56	19,56	+0,21
Ne	19,39		19,27		19,28	-0,11
Mg	18,42	18,42	18,42	18,34	18,40	-0,02
Si	18,07	18,19	18,24	18,22	18,22	+0,15
a	—	+0,15	0,0	+0,26	—	—

—lg NH_{1953} равна +0,15 и +0,26 для 1952 и 1954 г. соответственно. Это означает, что число атомов, образующих наблюдаемые линии поглощения, было в 1952 и 1954 гг. больше, чем в 1953 г., в 1,4 и 1,8 раз соответственно.

Относительное содержание отдельных элементов в атмосфере × Cas остается практически неизменным в течение времени наблюдений.

Мы усреднили результаты анализа наблюдений отдельных лет и затем сравнили со средним химическим составом В-звезд. Из сравнения видно, что если считать содержание H, He и O за нормальное, то в атмосфере × Cas наблюдается дефицит углерода и азота: отношение $\frac{C, N}{H, He, O}$ в три раза меньше нормального. Эта величина дефицита лежит на пределе точности определений относительного содержания элементов. Поэтому трудно с уверенностью судить о ее реальности. Но сходство результатов для отдельных серий наблюдений позволяют считать, что такое отклонение, по-видимому, реальное. Отношение H/He получилось несколько меньше, чем у нормальных звезд: 3,4 вместо 4,7. Это различие, по-видимому, обусловлено ошибками в определении содержания этих элементов.

На фиг. 10 представлено графическое сравнение относительных содержаний элементов для различных серий наблюдений × Cas и для других звезд.

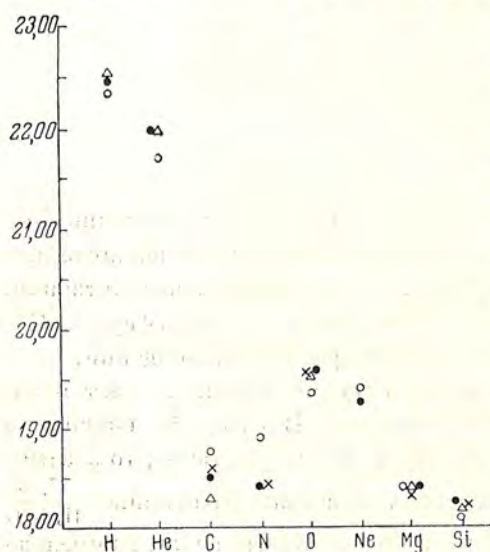
Мы можем определить величину ускорения эффективной силы тяжести $g_{эфф}$ по известной формуле:

$$g_{эфф} = \frac{4P_e}{m_H \sum NH\mu}, \quad (13)$$

где через P_e обозначено электронное давление в атмосфере × Cas и через m_H — масса водородного атома.

Электронное давление остается постоянным в течение времени наблюдений, так как не меняются температура и электронная плотность, и равно 73 бара. С этим значением P_e на основании данных табл. 2 было определено значение ускорения эффективной силы тяжести. Оно оказалось равным $2 \cdot 10^3$ и $2,3 \cdot 10^3$ в 1952 и 1953 гг. соответственно.

Некоторые данные о физических условиях в атмосфере $\times$ Cas и их изменение со временем мы можем получить из анализа контуров [линий]. Тонкую структуру линий, если она существует, мы не можем обнаружить из-за сравнительно небольшой дисперсии спектрографа. По ширине линий ионизованного кислорода и магния можно определить величину скорости вращения звезды или крупномасштабной турбуленции. Измерения дают 100 ± 10 км/сек и 120 ± 10 км/сек для наблюдений 1953 и 1954 гг. соответственно. Так как, по-видимому, не происходит изменения темпе-



Фиг. 10. Сравнение химического состава атмосферы $\times$ Cas с средним химическим составом В-звезд

Треугольники — 1952 г., точки — 1953 г., крестики — 1954 г., кружки — среднее относительное содержание данного элемента для В-звезд

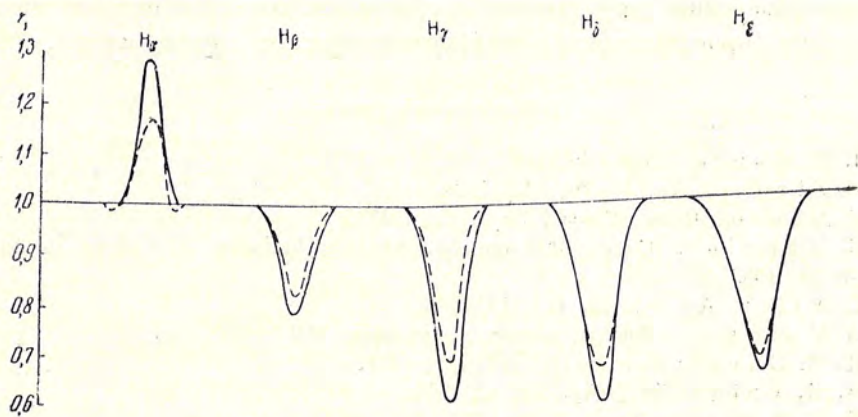
ратуры и светимости звезды, а следовательно, и ее размеров, то нужно рассматривать полученные величины как скорости крупномасштабных турбулентных движений в атмосфере $\times$ Cas. Наличие больших турбулентных скоростей в атмосферах ранних сверхгигантов было обнаружено А. Слеттебаком [10].

Таким образом в атмосфере $\times$ Cas существуют, грубо говоря, два типа турбулентных движений. Первый тип — крупномасштабные турбулентные движения со скоростями порядка 100 км/сек; в этих движениях одновременно участвуют большие части атмосферы, так что не происходит изменения эквивалентной ширины наблюдаемых линий. Второй тип — мелкомасштабная турбуленция со скоростью порядка 30 км/сек, при которой затрагиваются сравнительно небольшие объемы газа и происходит изменение эквивалентной ширины. Скорости обоих типов турбуленции в случае $\times$ Cas являются переменными.

На фиг. 11 представлено сравнение контуров водородных линий H_α — H_ϵ . Контуров различаются в основном в центральных частях, и это различие обусловлено главным образом различием в величине остаточной интенсивности. Крылья линий остаются практически неизменными. Это соответствует сделанному выше выводу о том, что величина электронной плотности не менялась во время наблюдений. Эквивалентная ширина эмиссии в H_α равна 2,6 и 1,9 Å для наблюдений 1953 и 1954 гг. соответственно.

В табл. 4 собраны различные данные об атмосфере $\times$ Cas. Они даны для каждой серии наблюдений отдельно. Из этой таблицы мы видим, что увеличение эквивалентных ширин сопровождается увеличением предельной глубины линии R_c , скоростей крупно- и мелкомасштабной турбуленции и числа атомов, образующих наблюдаемые линии поглощения. Не-

большое возрастание заметно также и у ионизационной температуры. Интенсивность эмиссии в H_{α} наоборот, при этом убывает. Электронная плотность и ускорение эффективной силы тяжести остаются практически неизменными.



Фиг. 11. Сравнение контуров водородных линий.
Сплошной и штриховой линиями проведены контуры линий, полученных по спектрограммам 1954 и 1953 гг. соответственно

Изменение величины R_c в атмосфере $\times$ Cas говорит о том, что, по-видимому, там отсутствует локальное термодинамическое равновесие. Действительно, в случае локального термодинамического равновесия линии образуются вследствие процессов истинного поглощения и для R_c справедлива формула:

$$1 - R_c \approx \frac{B_v(T_0)}{B_v(T_{\text{эфф}})}, \tag{14}$$

где $B_v(T_0)$ и $B_v(T_{\text{эфф}})$ функции Планка для поверхностной и эффективной температур. Для изменения R на 20% необходимо существенное изменение величины T_0 , что было бы обнаружено.

Таблица 4

	1952 г.	1953 г.	1954 г.
$W_{\lambda}/W_{\lambda_{1953}}$	1,35	1	1,25
$W_{\lambda} \text{ (Si III)}$	1,8	1,9	1,6
$\overline{W}_{\lambda} \text{ (Si IV)}$			
$\lg n_e$	13,36	13,36	13,36
R_c	0,42	0,34	0,39
$\lg 2R_c v_t$	1,56	1,28	1,47
v_t	44	28	37
$v_t \text{ (крупн)}$		100	120
a	+0,15	0,0	+0,24
$\lg g_{\text{эфф}}$	3,30	3,36	—
T_v	18 000°	18 600°	19 800°
$T_{\text{и}}$	21 900°	21 700°	22 100°
$W_{H_{\alpha}}$		2,6	1,9

Изменение турбулентной скорости очень интересно. Сейчас трудно что-либо определенно сказать о причинах, вызывающих эти изменения, так как в настоящее время вообще не ясен вопрос о происхождении турбулентных движений на звездах. Можем лишь предположить, что наблюдаемые изменения турбулентной скорости являются следствием мощных процессов, происходящих в подфотосферических слоях звезды.

Л и т е р а т у р а

1. I. H. Moore. Lick Obs. Bull., **11**, 141, 1923.
 2. O. Struve. Ap. J., **70**, 135, 1929.
 3. C. Moore. Princ. Contr., № 2, 20, 1945.
 4. G. Mannino. Contr. dell'osservat. astr. dell'univers. di Padova in Asiago, № 36, 1953.
 5. L. Aller. Ap. J., **123**, 117, 1956.
 6. А. Унзольт. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, стр. 292.
 7. R. H. Garstang. M.N., **114**, 118, 1957.
 8. H. H. Voigt. Zs. f. Ap., **31**, 82, 1952.
 9. M. G. J. Minnaert. M.N., **117**, 315, 1957.
 10. A. Slettebak. Ap. J., **124**, 173, 1956.
-

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ЗВЕЗД ТИПА β БОЛЬШОГО ПСА*

И. М. Копылов

На основе результатов двумерной спектральной количественной классификации горячих звезд [8] построены зависимости «период — абсолютная величина» и «период — спектральный класс» для группы физических переменных звезд типа β Большого Пса. Зависимости оказались очень тесными (фиг. 2 и 3).

Известные звезды типа β Большого Пса имеют спектральные классы B0,8—B2,35, абсолютные величины от $-3^m,0$ до $-5^m,0$ и образуют на диаграмме «спектр — абсолютная величина» крайне узкую последовательность, расположенную в пределах широкой главной последовательности вблизи ее верхней границы примерно параллельно последней, а также примерно параллельно «линии нулевого возраста».

Оцениваются примерное число звезд типа β Большого Пса в Галактике ($\sim 8 \cdot 10^3$) и средняя продолжительность пребывания их в стадии переменности (от $2 \cdot 10^5$ до 10^6 лет).

Анализ основных наблюдаемых свойств последовательности звезд типа β Большого Пса на основе гипотез об эволюции горячих массивных звезд с постоянной массой приводит к предположению, что звезды этого типа являются кратковременной стадией неустойчивости на пути эволюции звезд B0 — B1,5 от «линии нулевого возраста» к верхней границе главной последовательности.

THE SEQUENCE OF β CMa TYPE STARS, by I. M. Kopylov.— The dependences «period — absolute magnitude» and «period — spectral class» for a group of β CMa type variable stars were found on the basis of a two-dimensional quantitative spectral classification of hot stars [8]. The dependences show that there is a high correlation between the considered characteristics (figs. 2 and 3).

The known β CMa type stars have spectral classes in the interval B0,8—B2,35, absolute magnitudes from $-3^m,0$ to $-5^m,0$ and on the «spectrum — absolute magnitude» diagram form a very narrow sequence located within the limits of the wide main sequence, near its upper boundary almost parallel to the latter and also almost parallel to the «line of zero age».

The approximate number of β CMa type stars in the Galaxy has been estimated ($\sim 8 \cdot 10^3$) as well as their mean duration in the variable stage (from $2 \cdot 10^5$ to 10^6 years).

The analysis of the main observed characteristics of the sequence of β CMa type stars on the basis of the hypothesis on the evolution of hot massive stars with constant mass leads to the supposition that stars of this type are a short-living stage of non-stability on the evolutionary track of B0 — B1,5 stars, i. e. from the «line of zero age» to the upper boundary of the main sequence.

* П р и м е ч а н и е п р и к о р р е к т у р е. Данная работа была закончена в мае 1958 г. В феврале 1959 г. я ознакомился со статьей Отто Струве (Sky and Tel., XVIII, № 2, стр. 74, декабрь 1958 г.), в которой рассматриваются возможные пути и скорость эволюции звезд типа β Большого Пса. Заключение О. Струве полностью совпадают с изложенными выше. Расхождения в числовых данных не имеют принципиального характера.

Интенсивное накопление в последние годы наблюдательных данных о переменности блеска, лучевых скоростей и других характеристик звезд типа β Большого Пса значительно усилило интерес к изучению физической природы этих звезд и причин их переменности.

В течение довольно долгого времени звезды типа β Большого Пса оставались единственным достаточно явно выраженным типом физических переменных звезд в левой верхней части диаграммы спектр — абсолютная величина — в области звезд спектральных классов О и В.

Переменные звезды типа β Большого Пса образуют очень компактную группу в отношении спектральных классов, абсолютных величин, периодов переменности и других характеристик. (Общий обзор сведений о звездах типа β Большого Пса см. в работе О. Струве [1].)

Колебания блеска и лучевых скоростей у звезд типа β Большого Пса связаны между собой до некоторой степени подобно тому, как это имеет место для долгопериодических цефеид. Указанное подобие навело на мысль о том, что и для переменных звезд типа β Большого Пса могут существовать зависимости некоторых их параметров, таких, как абсолютная величина, спектр (цвет) и, возможно, некоторых других, от величины периода.

Обнаружение подобных зависимостей помимо большого значения их для определения расстояний до этих звезд, крайне важно для исследования физических свойств, внутренней структуры и причин переменности этих звезд.

Мак Намара указал в 1953 г. [2, 3] на возможность существования зависимости «период — абсолютная величина» для этих звезд, а также на возможность существования зависимости «период — спектральный класс», несмотря на небольшой интервал в спектральных классах для этих звезд. В том же году Блау и Саведов [4] установили эмпирически форму зависимости между периодом и абсолютной величиной для 8 звезд типа β Большого Пса в виде

$$M_v = -10 - 9 \lg P$$

с ошибкой коэффициента при $\lg P$ порядка $\pm 30\%$. Они провели теоретическую интерпретацию этой зависимости, исходя из некоторых самых общих соображений о внутренней структуре и причинах переменности для этих звезд. В теоретическом соотношении вида $M_s = C + p \lg P$ коэффициент $p = -10,2$, если источник энергии для этих звезд — углеродный цикл, а непрозрачность обуславливается электронным рассеянием. Согласно эмпирического и теоретического коэффициентов перед $\lg P$ достаточно хорошая. Из их элементарной теории вытекала также возможность наличия для этих звезд зависимости «период — спектр (эффективная температура)» в форме $\lg T_{\text{эфф}} = C_2 + p' \lg P$ с коэффициентом $p' = +0,456$. При изменении периода от $0^{\text{д}},15$ до $0^{\text{д}},25$ спектральные классы должны меняться в интервале В3—В1. Однако имевшиеся в их распоряжении спектральные классы для этих звезд в системе МК оказались слишком грубыми даже для примерного сопоставления наблюдаемой и предсказанной из теории зависимости «период — спектральный класс».

Признавая упрощенность исходных предположений, грубость теоретических расчетов и недостаточную точность исходных наблюдательных данных относительно абсолютных величин и спектральных классов звезд типа β Большого Пса, авторы [4] видели свою задачу в том, чтобы привлечь внимание наблюдателей к уточнению наблюдаемых параметров и получению более точных эмпирических зависимостей «период — спектральный класс» и «период — абсолютная величина» для этих звезд, и, кроме того, к необходимости детальных расчетов пульсационных моделей с последующим построением теоретических зависимостей между спектральным классом, абсолютной величиной и периодом.

В 1954 г. Петри вывел зависимость «период — абсолютная величина» для 7 звезд типа β Большого Пса [5], используя для этой цели спектроскопические определения абсолютных величин этих звезд в его системе [6] по эквивалентным ширинам линии H_γ . Зависимость выражается соотношением

$$M_v = +0,4 - 18,1 P.$$

Наклон прямой, изображающей полученную зависимость, определен с ошибкой $\pm 13\%$ — значительно меньшей, чем в [4]. Петри указал, что возможные поправки к его системе спектроскопических абсолютных величин могут изменить лишь нульпункт этой зависимости без сколь угодно существенного изменения ее наклона.

В 1955 г. Мак Намара и Вильямс предприняли попытку уточнения вида зависимости «период — спектральный класс» [7], используя для этой цели фотоэлектрические определения показателей цвета в системе U, B, V для 9 звезд типа β Большого Пса.

Ими установлена зависимость между периодами и истинными цветами для звезд с $P < 5^h$. Для звезд с $5^h < P < 6^h$ истинный цвет, по-видимому, не меняется с периодом.

Учитывая поразительную однородность рассматриваемого типа переменных звезд, можно, на наш взгляд, ожидать наличия более точных зависимостей между различными характеристиками и периодом для этих звезд, чем это получено в работах [4, 5, 7].

Основным препятствием при выявлении истинного вида этих зависимостей является недостаточная точность современных методов определения необходимых характеристик звезд, в особенности абсолютных величин звезд.

В 1954—1957 гг. нами была разработана система двумерной спектральной количественной классификации горячих звезд и проведена классификация по спектру и абсолютной величине свыше 200 звезд O5—B7, в том числе и 8 звезд типа β Большого Пса [8]. Абсолютные величины звезд типа β Большого Пса определены с вероятной ошибкой в среднем $\pm 0^m,11$, спектральные классы — с вероятной ошибкой в среднем $\pm 0,13$ спектрального подкласса. Для BW Vul абсолютная величина M_v в нашей системе [8] была определена по эквивалентной ширине линии H_γ [5]. Для двух звезд типа β Большого Пса на южном небе, α Lyr и τ^1 Lyr, необходимые

наблюдательные данные взяты из статьи Пейджела [9], и абсолютные величины в нашей системе для этих звезд найдены по приводимым им эквивалентным ширинам линии H_{γ} .

Данные наблюдений для 14 известных к настоящему времени переменных звезд типа β Большого Пса приведены в табл. 1. В столбцах 1—7 приведены соответственно номер звезды по HD, название звезды, видимая визуальная величина, спектральный класс в системе МК, период P_2 в днях, показатели цвета $B-V$ и $U-B$.

Таблица 1

HD	Название звезды	m_v	Sp _{МК}	P_2	$B-V$	$U-B$
129056	α Lup	m 2,9	B2 II	d 0,25988		
44743	β CMa	2,0	B1 II—III	0,2500	m —0,235	m —0,970
147165	σ Sco	3,08	B1 III	0,24683	—0,235	—0,970
46328	ξ^1 CMa	4,4	B0,5 IV	0,20957	—0,240	—0,980
199140	BW Vul	6,44	B2 III	0,20103	—0,130	—0,870
214993	DD Lac	5,18	B2 III	0,19309	—0,135	—0,860
205021	β Cep	3,3	B2 III	0,19048	—0,225	—0,945
50707	15 CMa	4,66	B2 III	0,18456		
126341	τ^1 Lup	4,6	B2 (IV)	0,17736		
29248	ν Eri	4,12	B2 III	0,17351	—0,190	—0,860
216916	16 Lac	5,54	B2 III	0,16916	—0,145	—0,850
16582	δ Cet	4,04	B2 IV	0,1612	—0,210	—0,850
157056	θ Oph	3,37	B2 IV	0,15385		
886	γ Peg	2,83	B2,5 IV	0,1513	—0,215	—0,840

Для всех 14 звезд по спектральному классу и классу светимости в системе МК были определены абсолютные величины на основании калибровочных кривых, построенных по материалам работы [8].

По цветам $B-V$ и $U-B$ для каждой звезды была определена величина Q на основании формулы Бланко [10] $Q = (U-B) - (0,76 + 0,03 A_{vis}) \cdot (B-V)$. Величина Q не зависит от поглощения света в пространстве и может служить некоторым эквивалентом спектрального класса звезды.

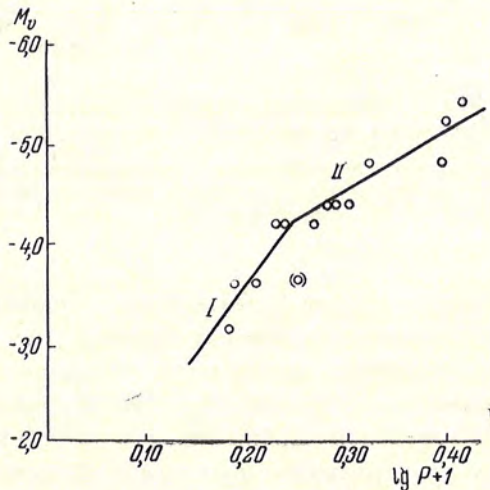
В табл. 2 в столбцах 1—6 содержатся: название звезды; величина $\lg P + 1$; величина Q ; спектральный класс из [8] и вероятная ошибка его определения; абсолютная величина, определенная количественным методом [8], и вероятная ошибка ее определения и абсолютная величина по калибровке классов светимости в системе МК.

Фиг. 1 представляет собой зависимость абсолютных величин звезд, определенных по классу светимости (столбец 6, табл. 2), от логарифма периода.

На фиг. 2 представлена зависимость «абсолютная величина — логарифм периода», построенная на основании количественных спектроскопических определений абсолютных величин (столбец 5, табл. 2). Сплошные линии на фиг. 1, 2 — средние линии, наилучшим образом представляющие ход полученных зависимостей. Важно указать, что ни одна из точек, изображающих звезды на фиг. 2, не находится от средних линий на расстоянии большем, чем величина вероятной ошибки определения M_v .

Название звезды	$\lg P + 1$	Q	Спектр [8]	M_v [8]	M_{MK}
α Lup	0,415	m	(B0,85)	$-5,0 \pm 0,3$	$-5,4$
β CMa	0,398	-0,79	B0,95 $\pm$ 0,08	$-4,80 \pm 0,11$	-5,2
σ Sco	0,392	-0,76:	(B1,0)	(-4,77)	-4,8
ξ^1 CMa	0,321	-0,80	(B1,4)	(-4,43)	-4,8
BW Vul	0,303	-0,77	(B1,5)	$-4,42 \pm 0,20$	-4,4
DD Lac	0,286	-0,76	B1,65 $\pm$ 0,07	$-4,15 \pm 0,09$	-4,4
β Cep	0,280	-0,775	B1,60 $\pm$ 0,21	$-4,26 \pm 0,03$	-4,4
15 CMa	0,266		(B1,7)	(-4,17)	-4,2
τ^1 Lup	0,249		(B1,8)	$-4,1 \pm 0,15$	-3,6:
ν Eri	0,238	-0,715	B1,85 $\pm$ 0,11	$-4,09 \pm 0,09$	-4,2
16 Lac	0,229	-0,74	B1,85 $\pm$ 0,15	$-3,95 \pm 0,07$	-4,2
δ Cet	0,207	-0,695	B1,95 $\pm$ 0,13	$-3,47 \pm 0,13$	-3,6
θ Oph	0,187		B2,00 $\pm$ 0,17	$-3,24 \pm 0,23$	-3,6
γ Peg	0,180	-0,685	B2,35 $\pm$ 0,12	$-3,04 \pm 0,12$	-3,15

Примечание к табл. 2. Для звезды β Сер Стеббинс и Крон (Ap. J., 120, 189, 1954) по комбинации спектрографических и фотометрических наблюдений нашли $M_v = -4,2$.



Фиг. 1. Зависимость «период — абсолютная величина» для звезд типа β Большого Пса

M_v определены по классам светимости МК

Это может служить свидетельством в пользу того, что зависимость абсолютных величин звезд типа β Большого Пса от величины периода носит скорее функциональный, чем статистический характер.

Любопытен, кроме того, резкий излом в ходе этой зависимости, наблюдающийся вблизи $(\lg P + 1) = 0,24$. Получаем два соотношения для

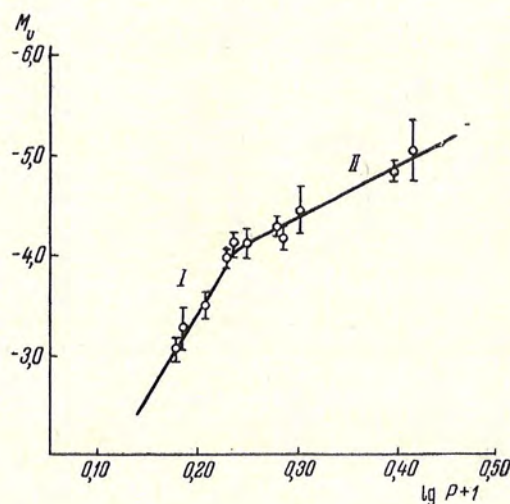
участков I и II зависимости на фиг. 2:

$$I \quad M_v = -17,13 - 17,20 \lg P,$$

$$II \quad M_v = -7,96 - 5,16 \lg P.$$

Укажем в связи с этим, что согласно [4] в теоретическом соотношении между M_v и $\lg P$ коэффициент перед $\lg P$ равен $-10,2$.

Зависимость между спектральными классами и логарифмом периода представлена на фиг. 3. Определения спектральных классов количествен-



Фиг. 2. Зависимость «период — абсолютная величина» для звезд типа β Большого Пса

M_v определены количественным спектральным методом. Вертикальные черточки — величины вероятных ошибок определения M_v

ным методом имеются лишь для 8 звезд типа β Большого Пса, поэтому данная зависимость получилась менее уверенной, чем зависимость «период — абсолютная величина», однако и в этом случае точки, изображающие звезды, уклоняются от средней зависимости (линии на фиг. 3) на величину, меньшую вероятной ошибки определения спектрального класса. Зависимость между спектральным подклассом В звезды и логарифмом ее периода можно выразить в следующей форме (если принять В0 за 0, В1 за 1, В2 за 2 и т. д.):

$$Sp_B = -2,40 - 5,57 \lg P.$$

Если перейти от спектральных классов к шкале эффективных температур, то зависимость будет иметь вид:

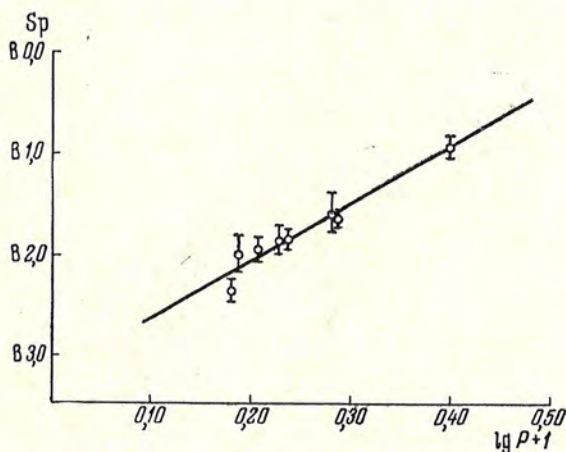
$$\lg T_{\text{эфф}} = 3,506 + 0,250 \lg P.$$

Напомним, что согласно [4] теоретический коэффициент перед $\lg P$ в зависимости такого типа равен $+0,456$.

Налицо заметное расхождение между коэффициентами перед $\lg P$, предсказанными теоретически из общих соображений и выведенными на основе наблюдательных данных. Вопрос о причинах расхождения будет кратко обсужден ниже.

Зависимость величины Q от периода получилась практически идентичной с аналогичной зависимостью, полученной Мак Намара и Вильямсом [7], поэтому графически не воспроизводится здесь.

Зависимости фиг. 2 и 3 позволяют по одному лишь периоду для звезд типа β Большого Пса определить абсолютную величину и спектральный



Фиг. 3. Зависимость «период — спектральный класс» для звезд типа β Большого Пса

Спектральные классы определены количественным спектральным методом. Вертикальные черточки — величины вероятных ошибок определения спектрального класса

класс с довольно высокой точностью: абсолютную величину с ошибкой не более $\pm 0^m,1$ и спектральный класс с ошибкой не более $\pm 0,15$ спектрального подкласса, т. е. позволяют надежно определить положение каждой звезды типа β Большого Пса на диаграмме «спектр — абсолютная величина». В столбцах 4 и 5 табл. 2 в скобках приведены спектральные классы и M_v , определенные по зависимостям фиг. 3 и 2.

Рассмотрим далее положение звезд типа β Большого Пса на диаграмме «спектр — абсолютная величина».

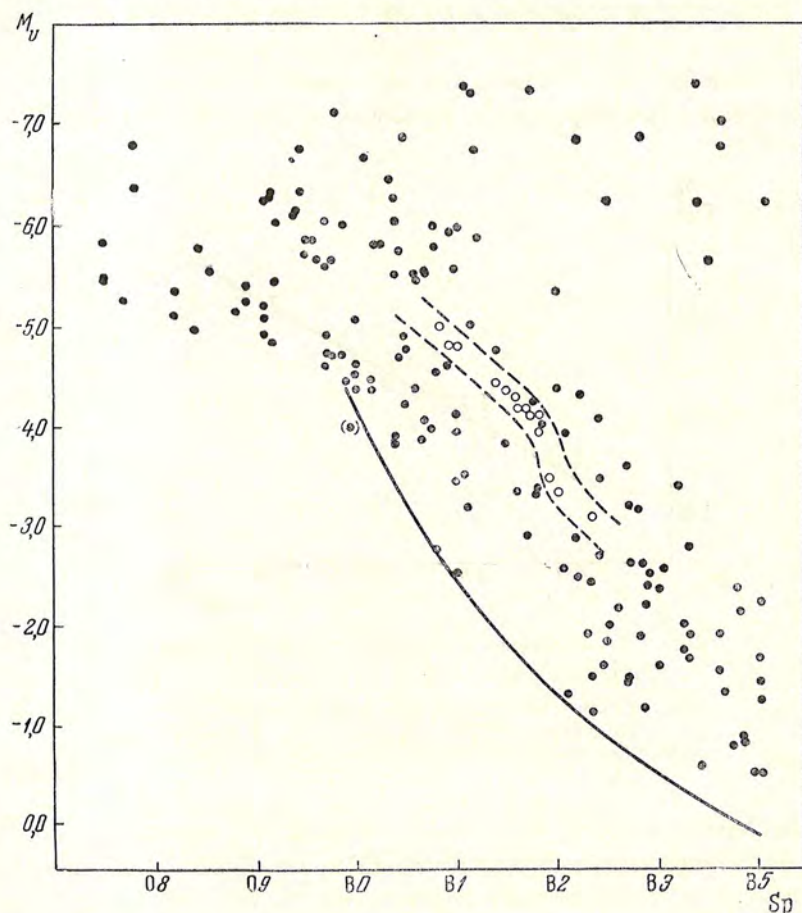
Фиг. 4 представляет собой часть общей диаграммы «спектр — абсолютная величина» для горячих звезд в спектральном интервале O7,5—B5,0, построенную по результатам работы [8]. Сплошная линия — «линия нулевого возраста» по данным [8]. Звезды типа β Большого Пса, для которых имеются определения спектрального класса и абсолютной величины в табл. 2 (столбцы 4 и 5) нанесены светлыми кружками.

Изучение расположения звезд β Большого Пса на этой диаграмме позволяет сделать следующие выводы.

1. Известные к настоящему времени звезды типа β Большого Пса различных периодов образуют на диаграмме крайне узкую

последовательность, простирающуюся от B0,85 ($M_v = -5^m,0$) до B2,35 ($M_v = -3^m,05$).

2. Последовательность звезд типа β Большого Пса примерно параллельна «линии нулевого возраста» и среднему направлению главной последовательности и располагается вблизи верхней границы последней.



Фиг. 4. Диаграмма «спектр — абсолютная величина» для звезд O7,5—B5,0

M_v и спектральный класс определены количественным спектральным методом. Сплошная линия — «линия нулевого возраста». Светлые кружки в полосе между двумя штриховыми линиями — известные звезды типа β Большого Пса

3. На площади, занимаемой последовательностью звезд типа β Большого Пса, расположено всего 2 звезды, для которых еще неясен вопрос относительно их принадлежности к переменным звездам типа β Большого Пса: спектрально-двойная $3\pi^4$ Ori (B1,75, $-4^m,2$) и HD 218392 (B1,85, $-4^m,0$). Для звезд типа β Большого Пса абсолютные величины и спектральные классы определялись в единой системе, разработанной для значительно большего числа звезд (>200), поэтому преимущественное сосредоточение переменных звезд этого типа в виде узкой резко ограниченной последовательности на диаграмме «спектр — абсолютная величина» имеет, очевидно, глубокие космогонические причины.

Важно в связи с этим указать на следующую крайне интересную аналогию. На диаграммах «цвет — светимость» для шаровых скоплений короткопериодические цефеиды типа RR Лиры встречаются на горизонтальной ветви диаграммы всегда в строго определенном месте, при показателях цвета от $0^m,0$ до $+0^m,2$. Согласно правилу М. Шварцшильда [11], звезды типа RR Лиры не только всегда располагаются в указанном месте на диаграмме, но и наоборот — если в этом месте диаграммы оказывается какая-либо звезда, то она обязательно является звездой типа RR Лиры. До настоящего времени не известно ни одного исключения из этого правила. Таким образом, в шаровых скоплениях переменность типа RR Лиры проявляется в небольшом, строго ограниченном участке на диаграмме «цвет — светимость», т. е. для возникновения переменности подобного типа необходимы, по-видимому, строго определенные физические условия. Если рассматривать горизонтальную последовательность на диаграмме «цвет—светимость» для шаровых скоплений, как эволюционную, то это означает, что звезда в процессе своей эволюции должна проходить через некоторую фазу неустойчивости, определяемую ее внутренним строением в этот момент.

В случае звезд типа β Большого Пса мы, по всей вероятности, сталкиваемся с подобным обстоятельством. Согласно табл. 1 и 2 периоды известных нам звезд типа β Большого Пса заключены в очень узких пределах от $0^d,15$ до $0^d,26$, M_v в пределах от $-3^m,0$ до $-5^m,0$, спектральные классы — от B0,85 до B2,35. Если исходить из гипотезы об эволюции звезд от «линии нулевого возраста» с постоянной массой без перемешивания [12—15], то положение последовательности звезд типа β Большого Пса на диаграмме «спектр — абсолютная величина» (фиг. 4) в общих чертах может быть удовлетворительно объяснено. В частности, могут быть объяснены узость этой последовательности и ее положение по отношению к «линии нулевого возраста» и главной последовательности.

Остановимся на этом вопросе более подробно.

При эволюции с постоянной массой без перемешивания вещества звезда за счет ядерных превращений в ее недрах уходит на диаграмме «спектр — абсолютная величина» вправо вверх от «линии нулевого возраста». Оставаясь еще в пределах главной последовательности, звезда достигает предела устойчивости Шёнберга — Чандрасекара, увеличивая к этому моменту свою яркость примерно на 1^m , а радиус примерно в 1,7 раза [12]. После достижения этого предела в звезде, по-видимому, должен начать действовать иной эволюционный процесс, вероятнее всего гравитационное сжатие ядра [13]. При замене одного эволюционного процесса другим вблизи предела Шёнберга—Чандрасекара вследствие нарушения устойчивой структуры звезды могут возникнуть явления нестационарности типа пульсаций, возможно взрывов и т. д. Длительность такой фазы неустойчивости и степень отклонения конфигурации звезды от стационарности должны, по-видимому, зависеть от конкретных начальных характеристик звезды — массы и химического состава, и для звезд в различных частях диаграммы «спектр — абсолютная величина» и различных типов населения могут меняться в довольно широких пределах. Важно

указать в связи с этим, что исследование Абта свидетельствует о том, что, по-видимому, все звезды, с M_v ярче $+1^m$ и находящиеся справа от главной последовательности, являются в той или иной степени нестационарными [16], причем характер нестационарности меняется в очень широких пределах при переходе от одной области диаграммы к другой.

Звезды типа β Большого Пса, имеющие вполне определенный характер нестационарности, располагаются на крайне узком участке диаграммы «спектр — абсолютная величина». Кроме того, существующие зависимости между светимостью и эффективной температурой с одной стороны и длиной периода с другой являются почти функциональными. Это является, на наш взгляд, определенным свидетельством в пользу предположения о строгости и определенности условий, необходимых для возникновения пульсаций для этого типа звезд.

Для звезд ранних спектральных классов к настоящему времени рассчитано две конкретных эволюционных модели Сандиджа—Шварцшильда [13] и Тейлера [14, 15]. Первая модель рассчитана для звезд с массами $1-6 M_\odot$ что, по-видимому, несколько меньше, чем для звезд типа β Большого Пса. У последних, если судить по их болометрическим светимостям, массы должны заключаться в пределах $5-15 M_\odot$. Однако качественно можно оценить характер эволюции звезд B0—B5 и примерный порядок времени эволюции звезд типа β Большого Пса и с помощью модели [13]. Эволюционная модель Тейлера рассчитана для массивных звезд с массами порядка $10 M_\odot$ [14].

На фиг. 5 приведены эволюционные кривые для области диаграммы M_{bol} , $\lg T_{эфф}$, занимаемой звездами типа β Большого Пса. Сплошная линия с вертикальными черточками, соответствующими подклассам B, — «линия нулевого возраста». Пунктирная линия — верхняя граница главной последовательности. Светлыми кружками нанесены отдельные звезды типа β Большого Пса. Зона, занимаемая последовательностью этих звезд, ограничена двумя штриховыми линиями. Сплошные жирные линии 1—3 — эволюционные кривые, рассчитанные согласно модели Тейлера [15], тонкие линии 1a—3a — примерные эволюционные кривые рассчитанные по модели Сандиджа — Шварцшильда [13].

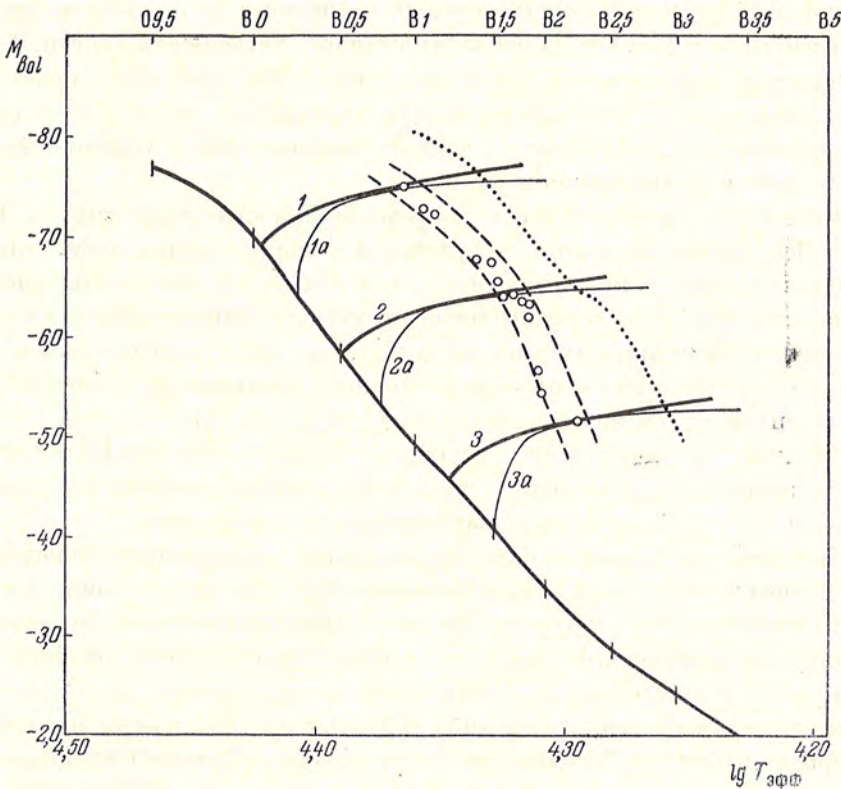
Эволюционные пути горячих звезд,двигающихся на диаграмме «спектр — абсолютная величина» от «линии нулевого возраста» вправо вверх, пересекают последовательность звезд типа β Большого Пса примерно под прямым углом. Согласно модели [13], звезды типа β Большого Пса, эволюционируя от «линии нулевого возраста» до их современного положения, должны были изменить их M_{bol} на $-1^m,0$. По модели Тейлера [15] эти звезды должны были изменить их M_{bol} на $-0^m,55$.

Некоторые результаты расчетов по модели Тейлера [15] эволюционных кривых 1—3, проходящих через оба конца и середину наблюдаемой последовательности типа β Большого Пса, приведены в табл. 3. В столбцах 1—6 приводятся соответственно: номер эволюционной кривой на фиг. 5; спектральный класс, соответствующий начальной точке эволюционной кривой; величина изменения M_{bol} при эволюционном переходе звезды от «линии нулевого возраста» к последовательности звезд типа β Большого

Таблица 3

№	S_{p_0}	ΔM_{bol}	T , годы	ΔT , годы	$T/\Delta T$
1	B0,0	$-0,55^m$	$2,8 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^5$	15
2	B0,5	-0,60	$7,3 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^5$	21
3	B1,2	-0,55	$1,8 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^6$	16

Пса; время T эволюции от «линии нулевого возраста» до верхней границы главной последовательности; время ΔT пребывания звезды в стадии переменности типа β Большого Пса, в пределах полосы, ограниченной штриховыми линиями на фиг. 5; отношение T к ΔT .



Фиг. 5. Участок диаграммы M_{bol} , $\lg T_{эфф}$ для звезд O9,5—B5,0

Длинная сплошная линия — «линия нулевого возраста». Пунктирная линия — верхняя граница главной последовательности. Светлые кружки между двумя штриховыми линиями — последовательность звезд типа β Большого Пса. Кривые 1—3 и 1a—3a — эволюционные пути звезд, рассчитанные по модели Тейлера [15] и Сандидика — Шварцшильда [13] соответственно

Интересно оценить отношение числа N_B звезд В главной последовательности в спектральном интервале B0,5—B2,5 во всем объеме Галактики к примерному числу N_β звезд типа β Большого Пса в том же объеме, так как в случае правильности предложенной нами схемы эволюции звезд типа β Большого Пса должно наблюдаться примерное равенство отношений $T/\Delta T$ и N_B/N_β .

Число N_B ($\sim 1,3-2,3 \cdot 10^5$) оценено нами на основе результатов работы П. Г. Шпирельман [17], число N_β ($\sim 8 \cdot 10^3$) было оценено нами с помощью экстраполяции, по числу известных звезд типа β Большого Пса в окрестностях Солнца внутри сферы радиусом 500 пс. Число N_β возможно несколько занижено, так как, по всей вероятности, в окрестностях Солнца нам известны не все звезды этого типа.

Среднее отношение $T/\Delta T$ из табл. 3 равно примерно 17. Величины среднего отношения N_B/N_β по различным вариантам оценки N_B заключены в пределах от 15 до 30.

Проведенные выше расчеты могут служить, несмотря на их относительную неточность, косвенным подтверждением предположения о том, что нестационарные звезды типа β Большого Пса проходят сейчас через фазу неустойчивости, длительность которой примерно в 20 раз короче времени пребывания звезд В1—В2 в пределах главной последовательности. Узость наблюдаемой последовательности звезд типа β Большого Пса может говорить, во-первых, о кратковременности пребывания звезд в этой стадии неустойчивости и, во-вторых, о строгой определенности условий, необходимых для возникновения пульсаций.

Примерная параллельность последовательности звезд типа β Большого Пса «линии нулевого возраста» и общему направлению главной последовательности может свидетельствовать о том, что звезды, располагающиеся сейчас или располагавшиеся ранее на «линии нулевого возраста» в пределах спектральных классов от В0,0 до В1,2, а возможно, и в несколько более широких пределах, должны проходить в процессе своей эволюции через стадию звезд типа β Большого Пса.

Причины различия теоретических и эмпирических коэффициентов p и p' в зависимостях «период—спектр» и «период—светимость» для этих звезд могут, на наш взгляд, заключаться в следующем.

При примерном расчете вида теоретических зависимостей между спектром и светимостью звезд типа β Большого Пса, с одной стороны, и периодом их переменности — с другой, Благау и Саведов [4] исходили, в частности, из двух предположений, которые, вообще говоря, могут оказаться неверными применительно к этому типу звезд. Авторы допускали, что внутреннюю структуру звезд типа β Большого Пса можно представить однородной моделью Каулинга и что эти звезды являются гомологичными. Между тем легко видеть из фиг. 4 и 5, что звезды типа β Большого Пса, если они эволюционируют без потери массы и без перемешивания от «линии нулевого возраста», уже не будут обладать однородной структурой, а должны иметь изотермические ядра с массами порядка 10—12% от всей массы звезды [12]. Кроме того, для звезд типа β Большого Пса в различных участках их последовательности время эволюции их от «линии нулевого возраста» заметно различается — от $2 \cdot 10^6$ до $2 \cdot 10^7$ лет на левом и правом концах последовательности. В свете этого можно поставить под вопрос законность применения к последовательности звезд типа β Большого Пса гомологических преобразований.

Из вышеизложенного очевидно, что дальнейшее, более обстоятельное изучение всех свойств переменных звезд типа β Большого Пса будет иметь

большое значение для разработки проблемы эволюции горячих звезд.

Основными задачами в этом направлении с наблюдательной точки зрения могут явиться, в частности:

1. Специальные планомерные поиски новых представителей переменных звезд типа β Большого Пса с помощью фотоэлектрических наблюдений колебаний блеска и спектрографических определений колебаний лучевых скоростей звезд В классов светимости II—IV в спектральном интервале $B0,5-B3,0$. Такое тщательное исследование звезд ближайших окрестностей последовательности этих звезд на диаграмме «спектр — абсолютная величина» крайне важно для дальнейшего уточнения ширины и протяженности последовательности звезд этого типа, намечающейся по имеющимся данным (фиг. 4). Кроме того, важна проверка на переменность всех звезд, попадающих в пределы полосы, занимаемой на диаграмме «спектр — абсолютная величина» последовательностью звезд типа β Большого Пса (фиг. 4), т. е. по существу проверка для звезд этого типа правила, аналогичного правилу М. Шварцшильда для звезд типа RR Лиры в шаровых скоплениях.

2. Спектрофотометрические количественные определения абсолютных величин и спектральных классов в строго однородной системе для уточнения положения отдельных звезд типа β Большого Пса на диаграмме «спектр — абсолютная величина» и для дальнейшего уточнения зависимостей, «период—спектр» и «период — абсолютная величина».

3. Необходимо тщательное спектрофотометрическое изучение изменений в течение периода интенсивностей и контуров линий в спектрах этих звезд по спектрограммам с высокой дисперсией.

4. С теоретической точки зрения необходимо дальнейшее исследование характера переменности и построение пульсационных моделей для этих звезд и, кроме того, изучение возможных путей эволюции горячих массивных звезд с массами порядка $5-15M_{\odot}$.

Май, 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. O. Struve. Ann. d'Ap., 15, 157, 1952.
2. D. H. McNamara. Publ. A.S.P., 65, 155, 1953.
3. D. H. McNamara. Publ. A.S.P., 65, 286, 1953.
4. A. Blaauw a. M. P. Savedoff. B.A.N., 12, 69, 1953.
5. R. M. Petrie. J. R. A. S. of Canada, 48, 185, 1954.
6. R. M. Petrie, Publ. Dom. Astr. Obs., 9, 251, 1953.
7. D. H. McNamara a. A. D. Williams. Ap. J., 121, 51, 1955.
8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
9. B. E. J. Pagel. M.N., 116, 10, 1956.
10. V. M. Blanco. Ap. J., 123, 64, 1956.
11. M. Schwarzschild. Harv. Obs. Circ., № 437, 1940.
12. M. Schönberg a. S. Chandrasekhar. Ap. J., 96, 161, 1942.
13. A. R. Sandage a. M. Schwarzschild. Ap. J., 116, 463, 1952.
14. R. J. Tayler. Ap. J., 120, 332, 1954.
15. R. J. Tayler. M.N., 116, 25, 1956.
16. H. A. Abt. Ap. J., 126, 138, 1957.
17. П. Г. Шнирельман. Астр. журн., 29, 179, 1952.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ ЛИНИЙ РЬ I $\lambda\lambda$ 4057 И 3683 Å И СОДЕРЖАНИЕ СВИНЦА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

I. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ f ПО ЛИНИЯМ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛОМ КАТОДЕ

М. З. Хохлов

Из измерений относительных интенсивностей линий излучения в полном катоде в Ar и He определены силы осцилляторов линий РЬ I λ 4057 Å ($f = 0,92 \pm 0,36$) и λ 3683 Å ($f = 0,43 \pm 0,17$). Сила осциллятора для резонансной линии РЬ I λ 2833 Å принята по Энглеру [11] равной $0,6 \pm 0,1$. Найдено, что в Ar интенсивности линий искажены самопоглощением. В He при токах, меньших 40 мА, самопоглощение отсутствует.

AN EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE OSCILLATOR STRENGTHS OF THE Pb I LINES $\lambda\lambda$ 4057 AND 3683 Å AND THE LEAD ABUNDANCE IN THE SOLAR ATMOSPHERE.— I. THE DETERMINATION OF THE f VALUES FROM THE INTENSITY OF THE EMISSION LINES IN A HOLLOW CATHODE, by Å) *M. Z. Khokhlov*.— The oscillator strengths of the Pb I lines λ 4057 Å ($f = 0,92 \pm 0,36$ and λ 3683 Å ($f = 0,43 \pm 0,17$) were determined from measurements of the relative intensities of emission lines in a hollow cathode filled with Ar and He. The oscillator strength given by Engler [11] for the resonance Pb I line λ 2833 Å and equal to $0,6 \pm 0,1$ was adopted. It was found that in Ar the line intensities are distorted by selfabsorption. In He selfabsorption is absent for currents less than 40 mA.

ВВЕДЕНИЕ

Приводимые в литературе данные для содержания свинца в атмосфере Солнца заметно расходятся между собой. Из табл. 1 видно, что для величины $\lg N(\text{H})/N(\text{Pb})$ различия достигают 1,37 (Рессел [1], Унзольд [3]) для относительного обилия РЬ в группе металлов расхождения не меньше и заметно превосходят обычно принимаемую величину неточности определения обилия элементов.

Очевидно, что определения обилия РЬ нуждаются в пересмотре.

Необходимость переопределения обилия свинца подчеркивается в работе А. Б. Северного [6] по определению обилия тория на Солнце. Имеющиеся оценки содержания РЬ приводят к величине $N(\text{Th})/N(\text{Pb}) \leq \sim 0,01$ (много меньше того же отношения для Земли $N(\text{Th})/N(\text{Pb}) \sim 1$), что может представить значительный интерес с космогонической точки

зрения. При этом указано, что поскольку космогоническое объяснение этого факта связано с большими трудностями, более естественно поставить под сомнение имеющиеся данные по обилию Pb и Th.

Т а б л и ц а 1

Источник	$\lg \frac{N(H)}{N(Ca)}$	$\lg \frac{N(H)}{N(Fe)}$	$\lg \frac{N(H)}{N(Pb)}$	$\lg \frac{N(Ca)}{N(Pb)}$	$\lg \frac{N(Fe)}{N(Pb)}$
Рессел [1], 1929	4,8	4,3	10,3	5,5	6,0
Рессел [2], 1938	3,8	3,3	9,31	5,5	6,0
Унзольд [3]	5,25	3,76	8,93	3,7	5,17
Гринстейн [4]	5,72	4,86	19,3	4,58	5,44
Аллер [5]	5,55	4,79	9,47	3,92	4,68
Клаас [7]	5,54	4,88			
Стремгрен [8]	5,7				

Из данных, приведенных в табл. 1, оригинальными являются определения Рессела [1] и Унзольда [3]. Все остальные данные представляют собой ту или иную комбинацию этих определений. Приводимые значения зависят, естественно, от принимаемых значений обилия элементов, с которыми сравнивается обилие Pb, например — H, Ca, Fe. В таблице приведены данные Клааса [7] и Стремгрена [8] для Ca и Fe.

Различие оценок Рессела и Унзольда для Pb связано с использованием сильно отличающихся значений сил осцилляторов. Если в схеме Рессела $f \sim 1$, то Унзольд, основываясь на правиле сумм и теоретических расчетах относительных интенсивностей для набора переходов $p^2 - ps$ по Кондону и Шортли [9], приходит в предположении (J, J) —связи к $f(Pb) \approx (2 \div 5) \times 10^{-2}$.

Теоретические расчеты абсолютных значений f для тяжелых элементов обычно мало надежны. Что касается предположения о (J, J) — связи, то это более оправдано, так как расположение термов в конфигурациях p^2 и ps значительно ближе к случаю (J, J) -, чем (L, S) -связи. Все же и здесь возможны значительные отступления от теоретических значений относительных f , например, из-за возмущающего действия состояний не входящих в конфигурацию p^2 и ps и других причин.

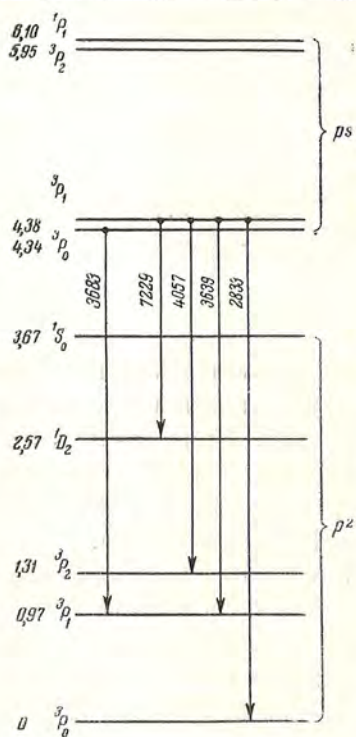
Из вышеизложенного следует, что уточнение обилия Pb прежде всего связано с получением более надежных значений f для линий Pb I. Решению этого вопроса и посвящена настоящая работа. Может оказаться также существенным более точное определение эквивалентных ширин линий Pb в спектре Солнца и учет модели солнечной атмосферы, что проведено во второй части работы.

§ 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАЗРЯДНОЙ ТРУБКИ С ПОЛЫМ КАТОДОМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ f ДЛЯ Pb I

При определении обилия Pb и Рессел [1] и Унзольд [3] использовали три линии Pb I $\lambda\lambda$ 4057,815, 3739,946 и 3683,487 Å с интенсивностями

по шкале Роуланда (—2) и (—3). Три другие линии Pb из каталога Роуланда— $\lambda\lambda$ 3671,50, 3639,58 и 3572,73 Å полностью перекрыты более сильными линиями и не могут быть использованы.

В 1956 г. Энглер [11] по методу полного поглощения в атомном пучке нашел для резонансной линии Pb I λ 2833 Å $f = 0,6 \pm 0,1$. Это существенно упрощает задачу определения f солнечных линий Pb I, сводя ее



Фиг. 1. Схема термов Pb I конфигурации p^2 и p^s . Переходы с уровней p^s и 1P_1 и 3P_2 на схеме не показаны

к определению относительных интенсивностей линий в надлежащем образом выбранном источнике возбуждения спектра свинца.

В рассматриваемом случае удобно воспользоваться так называемой разрядной трубкой с полым катодом.

Полый катод был выбран из следующих соображений. Прежде всего обратимся к схеме термов конфигураций p^2 и p^s Pb I (фиг. 1). Для дальнейшего существенно, что резонансная линия λ 2833 Å и линия λ 4057 Å имеют общий верхний уровень. Это устраняет одну из трудностей в определении f — необходимость точного фиксирования температуры возбуждения в источнике возбуждения спектра. С известными ограничениями это применимо и к паре линий $\lambda\lambda$ 2833 и 3683 Å, верхние уровни которых различаются всего на 0,04 эв. При достаточно высоких давлениях, когда число тушащих соударений превосходит число переходов с излучением, заселенности этих уровней с достаточной точностью будут определяться их статистическими весами. Если тушащие столкновения недостаточно эффек-

тивны, заселенности будут зависеть кроме того и от величины сечений возбуждения уровней ps^3P_1 и ps^3P_0 .

Все же задача остается еще достаточно сложной. Рассматриваемые линии имеют низкорасположенные нижние уровни и благодаря этому в сильной степени подвержены самопоглощению.

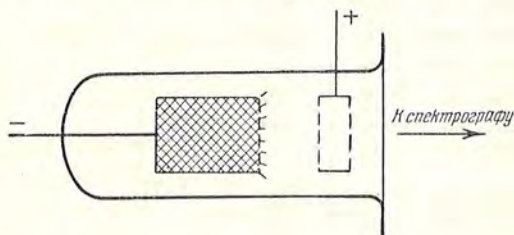
Длины волн сравниваемых линий различаются более чем на 1200 Å, что заставляет учитывать спектральную чувствительность аппаратуры.

Для устранения влияния самопоглощения необходимо возбудить спектр с минимальным количеством Pb в разрядном промежутке. Этому условию как раз и удовлетворяет разрядная трубка с полым катодом, обычно используемая для возбуждения спектров небольших количеств исследуемого вещества, а также для исследований сверхтонкой структуры, при которых уширение линий за счет самопоглощения недопустимо. Использование разряда в полым катод связанно с некоторой неопределен-

ностью в условиях возбуждения, что, однако, как выше отмечено, в нашем случае не играет большой роли.

Существенным является также и то обстоятельство, что разрядная трубка с полым катодом позволяет легко, простым изменением силы разрядного тока регулировать в широких пределах концентрацию исследуемого вещества в разрядном промежутке. Это позволит в дальнейшем построить некоторый аналог кривой роста и тем самым учесть влияние самопоглощения.

Схематически устройство разрядной трубки с полым катодом показано на фиг. 2. При некоторых условиях практически все свечение сосредото-



Фиг. 2. Разрядная трубка с полым катодом (схема)

чивается внутри цилиндрического катода; яркость свечения при этом сильно увеличивается. Приложенное к разрядной трубке напряжение сосредоточивается вблизи поверхности катода (катодное падение), а на оси катода возникает плазма с высокой электронной «температурой» (функция распределения может отличаться от максвелловской из-за наличия группы быстрых электронов).

Трубка заполняется инертным газом. В зависимости от давления газа и силы разрядного тока величина катодного падения может изменяться. Положительные ионы инертного газа, ускоряясь в электрическом поле у катода, бомбардируют поверхность катода и распыляют его, что используется для введения исследуемого вещества в разрядный промежуток. В нашем случае катод был изготовлен из Pb.

Количество распыленного вещества зависит от силы разрядного тока примерно $\propto I^2$ для больших токов (область аномального разряда) и $\propto I$ для малых токов (область нормального тлеющего разряда). Распыление зависит, кроме того, от массы ионов распыляющего газа, что дает дополнительные возможности регулирования давления паров исследуемого вещества. Так, Ag распыляет большинство веществ значительно энергичней, чем He.

Путем охлаждения катода можно избежать непосредственного испарения материала катода, нежелательного в нашем случае.

В случае обычно применяемого для определения относительных f дугового разряда задача исключения влияния самопоглощения значительно более трудна. При малых содержаниях Pb в электродах можно ожидать сильного блендирования слабых линий Pb более сильными линиями Fe, Cu и др.

При использовании полого катода можно добиться полного отсутствия мешающих линий металлов. Распыляющие газы Ag и He обладают

сравнительно бедным спектром и возможность блендирования линий Рb значительно меньше. Это наглядно видно из табл. 2, в которой приведен список ближайших к линиям Рb $\lambda\lambda$ 2833, 3683 и 4057 Å линий Fe, Cu, Ag и He, а также линейная дисперсия используемого спектрографа.

Таблица 2

λ	Элемент	Интенсивность по [16]	Примечание	Дисперсия КСА-1, Å/мм
2831,562	Fe	1	Упомя- няется в [17]	~3,7
2832,436	Fe	300		
2833,069	Pb	500R		
2833,100	Fe	—		
2833,40	Fe	40		
2835,46	Fe	100		
2835,5	Ag			~8,5
3683,058	Fe	200		
3683,472	Pb	300		
3683,616	Fe	3		
3684,112	Fe	300		~11,5
3684,672	Cu	12		
3684,930	Cu	7		
4056,7	Cu	8		
4057,346	Fe	20		
4057,820	Pb	2000R		
4058,229	Fe	80		

Измерения сил осцилляторов ряда линий свинца выполнены недавно Алленом и Асаадом [12, 13]* в дуге с медными электродами. Из измерений f некоторых хорошо исследованных линий [13] найдено, что ошибка измерений не меньше, чем 0,3 в логарифме величины. Для тяжелых элементов типа Рb возможна дополнительная систематическая ошибка порядка 0,4 в логарифме величины. Интересно, что для резонансных линий некоторых элементов (Al, Cu и др.) правильные значения f не могли быть получены даже в пределах указанной точности. Все это подтверждает высказанные выше соображения о трудностях учета самопоглощения в такого рода измерениях.

§ 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

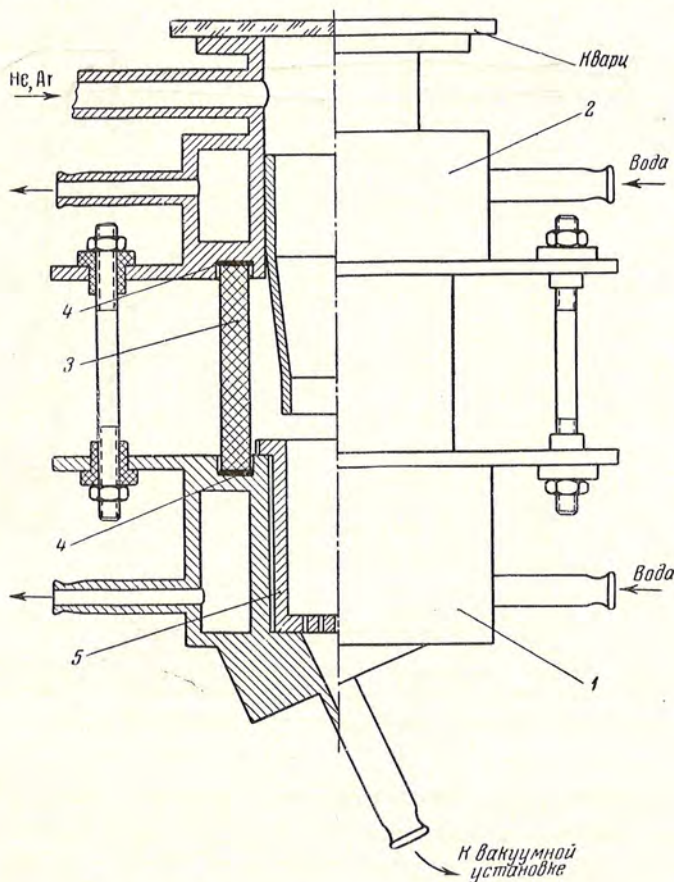
Разрядная трубка. Конструкция разрядной трубки показана на фиг. 3. Охлаждаемые водой катод 1 и анод 2 разделены фарфоровым изолятором 3. Вакуумное уплотнение мест стыков осуществлялось резиновыми прокладками 4. Внутри трубки помещался свинцовый цилиндр 5, служивший собственно катодом.

Рабочий газ из баллона (Ag или He) через редуктор и игольчатый нате-
катель попадал в разрядную трубку, откуда непрерывно откачивался

* Работы появились в печати, когда настоящая работа в основном была уже закончена.

вакуумной установкой, состоявшей из насоса предварительного разряжения ВН-461 и высоковакуумного насоса ММ-40. Давление контролировалось термопарным манометром.

Предварительно система откачивалась до давления $\sim 10^{-4}$ мм рт. ст. Затем выходное давление на баллоне устанавливалось $\sim 1,5$ атм. С помощью натекателя, а также изменением скорости откачки можно было регулировать давление в разрядной трубке. Рабочее давление составляло

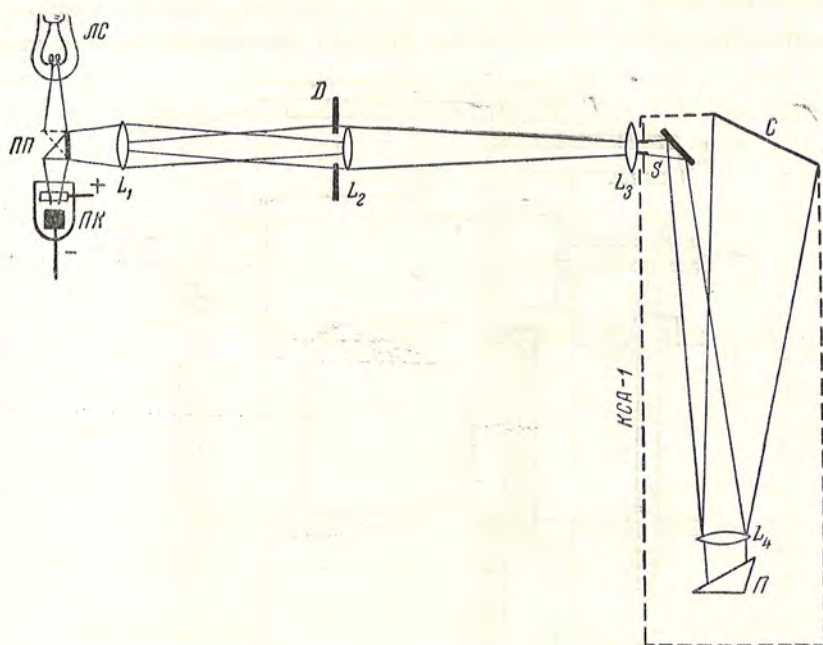


Фиг. 3. Конструкция разрядной трубки

$\sim (1 - 10) 10^{-2}$ мм рт. ст. и превосходило давление примесей примерно в $10^2 - 10^3$ раз. Дополнительная очистка газов не производилась. Наиболее нежелательным оказалось присутствие небольших количеств паров воды при работе с Ar и азота в случае He.

Оптическая схема установки. Спектры разряда фотографировались с помощью автоколлимационного спектрографа КСА-1. Фокусное расстояние прибора 1,7—1,9 м в зависимости от λ . Дисперсия прибора для случая кварцевой оптики приведена в табл. 2. Для освещения щели использовалась трехлинзовая система L_1, L_2, L_3 (фиг. 4). Линза L_1 строит изображение источника в плоскости линзы L_2 , снабженной набором диафрагм, позволяющих выделять свечение различных зон разряда

и в случае необходимости уравнивать интенсивности различных источников. Линза L_2 строит изображение линзы L_1 на щели, а линза L_3 , помещенная непосредственно на щели, строит изображение диафрагм линзы L_2 в плоскости коллиматора, обеспечивая его правильное заполнение.



Фиг. 4. Оптическая схема установки.

L_1, L_2, L_3, L_4 — линзы, S — щель, $П$ — призма спектрографа, D — диафрагма, $ПП$ — призма полного внутреннего отражения из плавяного кварца, $ПК$ — разрядная трубка, $С$ — спектр, $ЛС$ — лампа сравнения

Призма полного внутреннего отражения из плавяного кварца позволяла попеременно получать спектр разряда и эталонной лампы сравнения. В части опытов призма не употреблялась. В этих случаях разрядная трубка и лампа сравнения последовательно помещались перед линзой L_1 .

Марки интенсивности впечатывались с помощью девятиступенчатого платинового на кварце ослабителя и ртутной лампы ПРК в режиме постоянного тока. Ступенчатый ослабитель градуировался на микрофотометре МФ-2 с помощью набора фильтров для ртутной лампы. Результаты градуировки согласуются с заводскими данными для λ 3100 и 4586 Å.

При градуировке эталонной лампы и в некоторых измерениях с разрядной трубкой для построения характеристической кривой использовался метод расширения щели, так как это исключало ошибки, связанные с градуировкой ослабителя, недостаточно равномерным освещением щели и эффектами проявления.

Цена деления и ход микрометра щели были проконтролированы с помощью компаратора ИЗА-2. Нуль-пункт определялся обычным способом по раскрытию щели независимо от этих измерений. При использо-

вании ширины щели, больших 0,025 мм, характеристическая кривая могла быть построена достаточно точно.

Исследуемый спектр, спектр эталонной лампы сравнения и марки почернения фотографировались с одной и той же экспозицией ~ 4 мин.

Эталонный источник. В качестве источника непрерывного спектра мы воспользовались специально проградуированной вольфрамовой лампой накаливания с кварцевым окном и спиральной нитью.

Известно, что в видимой области излучение вольфрамовых ламп близко к излучению черного тела с некоторой температурой, равной цветовой температуре лампы $T_{\text{ц}}$. Однако этим значением непосредственно нельзя воспользоваться в интересующей нас области спектра 2800—4100 Å.

Для вольфрама, излучающие свойства которого довольно хорошо изучены, возможен следующий путь определения спектрального распределения излучения. Если пирометрически определять яркостную температуру лампы, то, пользуясь соответствующими табличными данными (например [14]), можно определить как цветовую, так и истинную $T_{\text{и}}$ температуру вольфрама. Зная $T_{\text{и}}$ и излучательную способность вольфрама в зависимости от температуры и длины волны — $\varepsilon_{\lambda T}$ [14], можно найти распределение энергии в спектре лампы для интересующего нас интервала длин волн.

К сожалению, этот путь не применим непосредственно к лампам со спиральными нитями, так как спиральная нить не имеет единой яркостной температуры для всей излучающей поверхности (яркостная температура внутренней поверхности витков выше, чем наружной).

Следует так же иметь в виду, что для работы в ультрафиолете требуются высокие температуры W , при которых параметры лампы могут изменяться со временем, так что может потребоваться периодическая градуировка лампы по более стабильному источнику.

В качестве такого эталонного источника мы использовали вторую имевшуюся в нашем распоряжении вольфрамовую лампу с кварцевым окном и плоской нитью (банд-лампа), проградуированную при двух значениях силы тока, обеспечивающих достаточную сохранность характеристик лампы, на пирометрической установке лаборатории высоких температур Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии (ВНИИМ)*.

Т а б л и ц а 3

$\lambda(\text{Å})$	T яркостная при токе накала		
	10,857 а	10,857 а	9,112 а
6856	2082,68°K	2084,10°K	1876,5°K
6487	2096,09	—	1886,6
6000	2116,88	2119,68	1903,3
5504	2138,40	2139,04	1920,4
5208	2144,68	2150,07	1931,2
4806	2155,86	2160,76	1939,5

* Пользуясь случаем искренне поблагодарить сотрудников лаборатории А. Н. Гордова и Э. А. Лапину за любезно предоставленную возможность использовать пирометрическую установку лаборатории и помощь, оказанную при этом.

Пирометрическая установка ВНИИМ позволяет получить значения яркостной температуры источника для шести длин волн (табл. 3; два ряда наблюдений для тока 10,857 а соответствуют двум независимым рядам наблюдений при повторной установке лампы на оптическую скамью и характеризуют точность градуировки).

Полученные данные можно использовать для определения истинной и цветовой температур вольфрама.

Критерием применимости к излучателю понятия цветовой температуры в некотором интервале длин волн может, как известно, служить прямолинейность зависимости $1/T_{\text{я}} = f(\lambda)$ в том же интервале длин волн (см., например, [15]), а именно должно быть

$$1/T_{\text{я}} = 1/T_{\text{ц}} + \text{const} \cdot \lambda. \quad (1)$$

Найденные по приведенному уравнению и данным табл. 3 методом наименьших квадратов значения $T_{\text{ц}}$ приведены в первой строке табл. 4.

Таблица 4

Данные табл. 3 обработаны	T цветная при токе накала	
	10,857 а	9,112 а
По методу наименьших квадратов	2348°K	2130°K
По формуле (2)	2358	2112
По табличным значениям для W [14] и значениям $T_{\text{я}}$ из табл. 3	2348	2077
Среднее арифметическое	2351±6	2106±15

Метод обработки данных, принятый во ВНИИМ'е, состоит в использовании формулы

$$T_{\text{ц}}(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}{1/\lambda_1 T_{1\text{я}} - 1/\lambda_2 T_{2\text{я}}} \quad (2)$$

для 4-х пар длин волн (4006—6000 Å, 5204—6487 Å, 5504—6856 Å и 4806—6856 Å) и усреднении полученных значений $T_{\text{ц}}$ (вторая строка табл. 4).

Кроме того, значения $T_{\text{ц}}$ можно было найти, определив по данным табл. 3 значения $T_{\text{я}}$ для $\lambda = 6650$ Å и воспользовавшись затем таблицами свойств вольфрама [14].

Сопоставление данных табл. 4 позволяет оценить, в какой мере мы действительно имеем дело с излучением чистого вольфрама. Как видно, имеет место достаточно удовлетворительное согласие, в особенности для $I = 10,857$ а.

Для определения $T_{\text{я}}$ необходимо снова воспользоваться таблицами свойств вольфрама [14]. При этом можно исходить либо из найденных значений $T_{\text{ц}}$, либо непосредственно из $T_{\text{я}}$ (6650 Å), что исключает все

промежуточные расчеты (табл. 5). Впрочем для $I=10,857$ а данные практически совпадают.

Имеющиеся в литературе данные относительно $E_{\lambda T}$ для W несколько расходятся, однако для интересующего нас интервала длин волн эти различия не превосходят 1 %.

Т а б л и ц а 5

Найдено	T истинная при токе накала	
	10,857 а	9,112 а
По T цветовой	2283°K	2058°K
По T яркостной [14]	2280	2028

Лампа со спиральной нитью, используемая в дальнейшем для спектральной калибровки аппаратуры, сравнивалась с эталонной лампой фотографически. Спектры обеих ламп последовательно фотографировались с одной и той же экспозицией при различных ширинах щели спектрографа от 0,025 до 0,400 мм. Это позволяет определить спектрофотометрический градиент рассматриваемых источников друг относительно друга. Действительно, поскольку величина $\varepsilon_{\lambda T}$ очень слабо зависит от T, величина $\lg I/I_2$ должна линейно зависеть от $1/\lambda$, что согласуется с результатами экспериментов (фиг. 5, кривая I).

Т а б л и ц а 6

$\lambda, \text{Å}$	Относительная интенсивность		
	банд-лампа $I = 10,857$ а; $\varepsilon_{\lambda T}$ по [14]	лампа со спиральной нитью ($I=4,6$ а)	лампа со спиральной нитью ($I=4,6$ а) в фокальной плоскости КСА-1
2833	1	1	1
3683	44,2	27,1	67
4057	129,9	68,0	234

Распределение интенсивности лампы со спиральной нитью и банд-лампы приведено в табл. 6. Для лампы со спиральной нитью приводится также распределение интенсивности в фокальной плоскости спектрографа с учетом изменения вдоль спектра дисперсии и фокусного расстояния прибора.

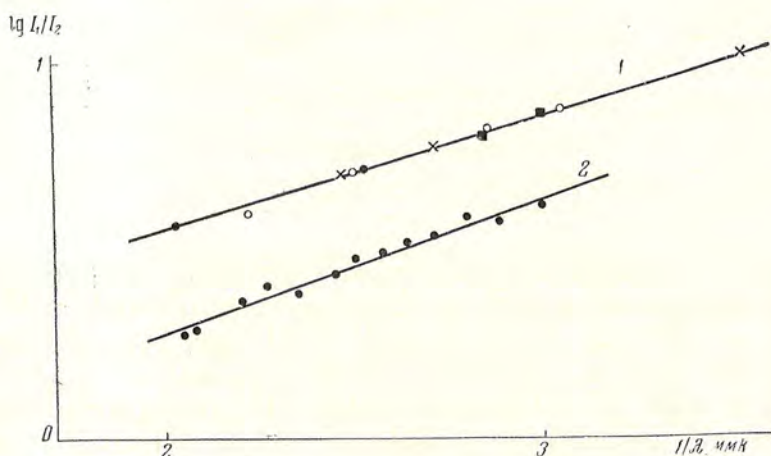
Попытаемся оценить точность полученных в табл. 6 значений. Точность определения T_{II} для тока 10,857 а составляет $\sim 0,4\%$. Из формулы Вина найдем:

$$\frac{dI_1/I_2}{I_1/I_2} = a \frac{dT}{T}, \quad (3)$$

где $a = (c_2/T)(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) \approx 5$ при $\lambda_1 = 2833 \text{ Å}$, $\lambda_2 = 4057 \text{ Å}$ и $c_2 = 1,432 \text{ см} \cdot \text{градус}$. Учитывая неточность в $\varepsilon_{\lambda T}$ 1 % и не учтенное ранее поглощение в окошке эталонной лампы, что приводит к дополнительной ошибке

в 0,5—0,7%, для суммарной ошибки при использовании банд-лампы найдем 3,5—4%. Фотографическая градуировка лампы вносит дополнительную ошибку $\sim 4\text{--}5\%$.

Таким образом, суммарная ошибка при использовании лампы со спиральной нитью составляет около 8—9% при сравнении интенсивностей на границах интервала 2833—4057 Å.



Фиг. 5. Градуировка ламп накаливания

1 — лампа со спиральной нитью по банд-лампе, 2 — банд-лампа при токе накала 9,112 а по той же банд-лампе при токе накала 10,857 а. Разные значки относятся к разным сериям наблюдений

Надежность принятого метода привязки лампы со спиральной нитью к банд-лампе, а тем самым и точность полученной градуировки можно было проверить и непосредственно. Как выше указано, банд-лампа была проградуирована при двух значениях тока — 10,857 и 9,112 а. Поэтому можно было фотографически сравнить один режим с другим, аналогично тому, как это было сделано при сравнении двух разных ламп.

Зависимость $\lg I(T_1)/I(T_2)$ от $1/\lambda$, где $I(T_1)$ и $I(T_2)$ соответствуют токам 10,857 и 9,112 а, приведена на фиг. 5 (кривая 2). Прямолинейность зависимости $\lg I(T_1)/I(T_2) = f(1/\lambda)$ хорошо соблюдается.

Сравнить значение цветовых температур при токах 10,857 и 9,112 а можно, воспользовавшись соотношением

$$\lg I(T_1)/I(T_2) = (6,22 \cdot 10^3 / \lambda \text{ мкм}) (1/T_1 - 1/T_2), \quad (4)$$

следующим из формулы Вина. Это же соотношение можно использовать и для сравнения истинных температур вольфрама, поскольку $\epsilon_{\lambda T}$ для вольфрама слабо зависит от λ и T . Принимая по табл. 4 и 5 $T_{\text{н1}} = 2351^\circ \text{K}$ и $T_{\text{н2}} = 2281,5^\circ \text{K}$, найдем $T_{\text{н2}} = 2082^\circ \text{K}$ и $T_{\text{н2}} = 2038^\circ \text{K}$, что хорошо согласуется с расчетными значениями для тока 9,112 а. Интересно отметить, что экспериментально найденные значения ближе всего к расчетным, полученным из значений яркостной температуры для $\lambda = 6650 \text{ Å}$ по таблицам свойств вольфрама.

Для определения относительных интенсивностей линий свинца $\lambda\lambda$ 2833, 3683 и 4057 Å были использованы спектры разряда в полном катоде (катод из Pb) в Ar и He, полученные при разрядных токах 1,5—150 *ма* в Ar и 3—110 *ма* в случае He.

На фиг. 6 и 7 представлены микрофотограммы участков спектров разряда вблизи рассматриваемых линий Pb. Видно, что в случае Ar интенсивности линий свинца больше интенсивностей линий распыляющего газа. Обратное соотношение имеет место в случае гелия, что согласуется с меньшей распыляющей способностью гелия по сравнению с аргоном.

При малых токах, кроме линий Ar, He и Pb, можно наблюдать появление в спектре линий примесей. В основном это молекулярные полосы гидроксила и азота.

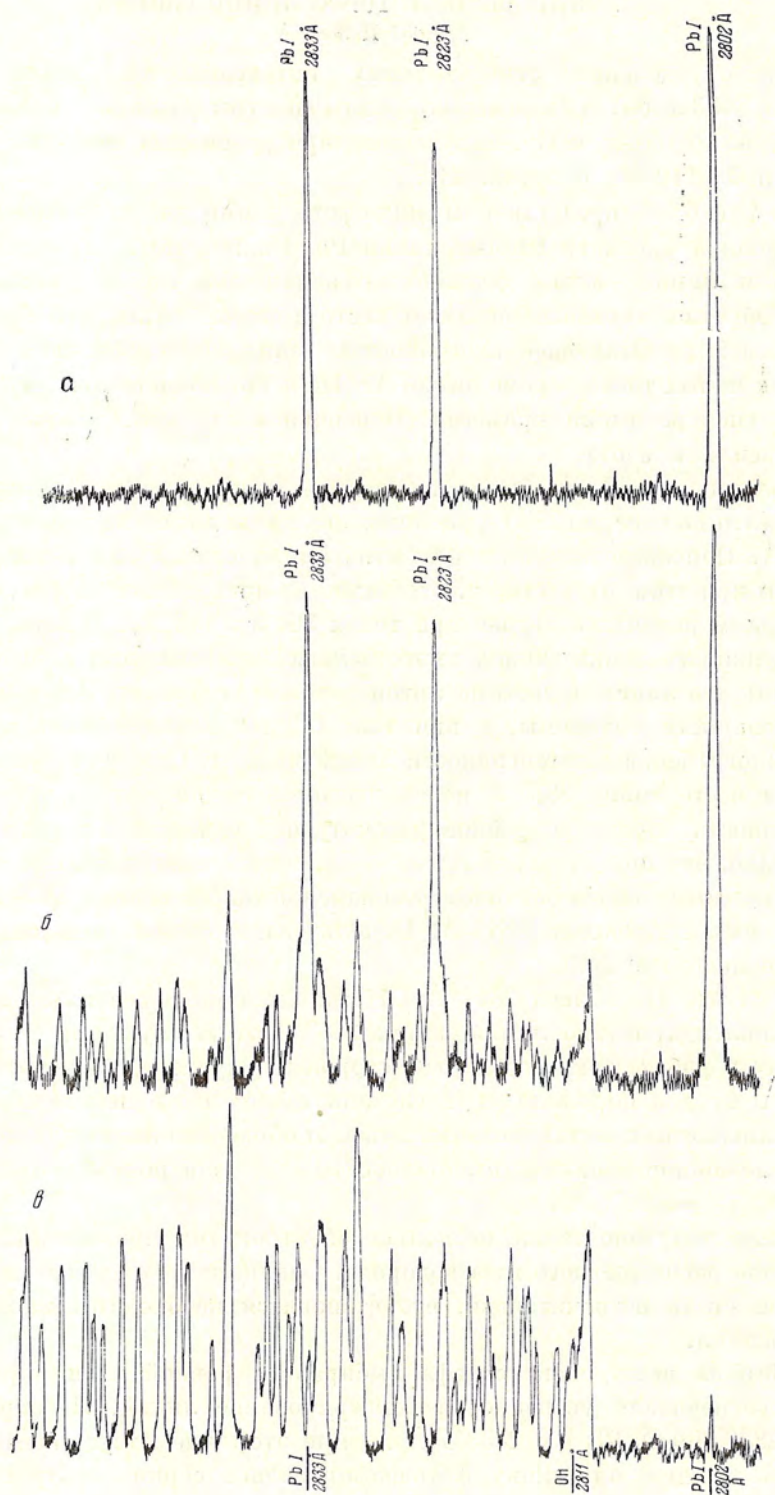
Полосы гидроксила более интенсивны при разряде в аргоне. Резонансная линия свинца 2833 Å расположена среди линий полосы гидроксила 2811 Å. Непосредственное перекрытие линии свинца какой-либо линией полосы при этом отсутствует. Это видно из приводимых на фиг. 6 микрофотограмм разряда в аргоне при токах 30, 3 и 0,3 *ма*. В первом случае интенсивность линий свинца много больше интенсивности полосы 2811 Å ОН, так что линии полосы на фотопластинке не выпли. При токе в 3 *ма* интенсивности сравнимы, а при токе 0,3 *ма* интенсивность линий Pb уже много меньше интенсивности линий полосы. При этом существенно, что на месте линии 2833 Å не наблюдается линии полосы заметной интенсивности. Более подробное рассмотрение аналогичных спектрограмм показало, что при токах, больших 3 *ма*, можно совершенно не считаться с возможным блендированием резонансной линии свинца 2833 Å линиями полосы гидроксила 2811 Å. Использование токов, меньших 1,5 *ма*, уже нецелесообразно.

В случае He полоса 2811 Å ОН значительно менее интенсивна, чем в Ar и блендирование линии свинца 2833 Å отсутствует при всех используемых в работе токах. С другой стороны в случае He более интенсивны полосы второй положительной системы азота, что в некоторых случаях при малых токах заставляет отказаться от обработки линии свинца 4057 Å, расположенной вблизи канта полосы (0,3) второй положительной системы N_2 ($\lambda = 4059$ Å).

Было получено также несколько спектрограмм при использовании в качестве распыляющего газа водорода. Однако в этом случае распыление свинца столь незначительно, что становятся необходимы многочасовые экспозиции.

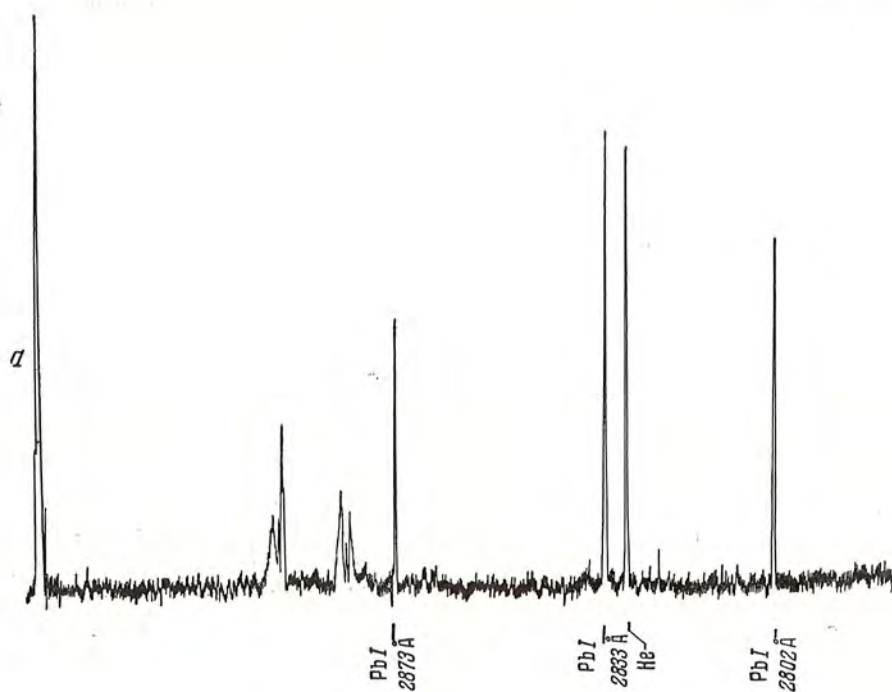
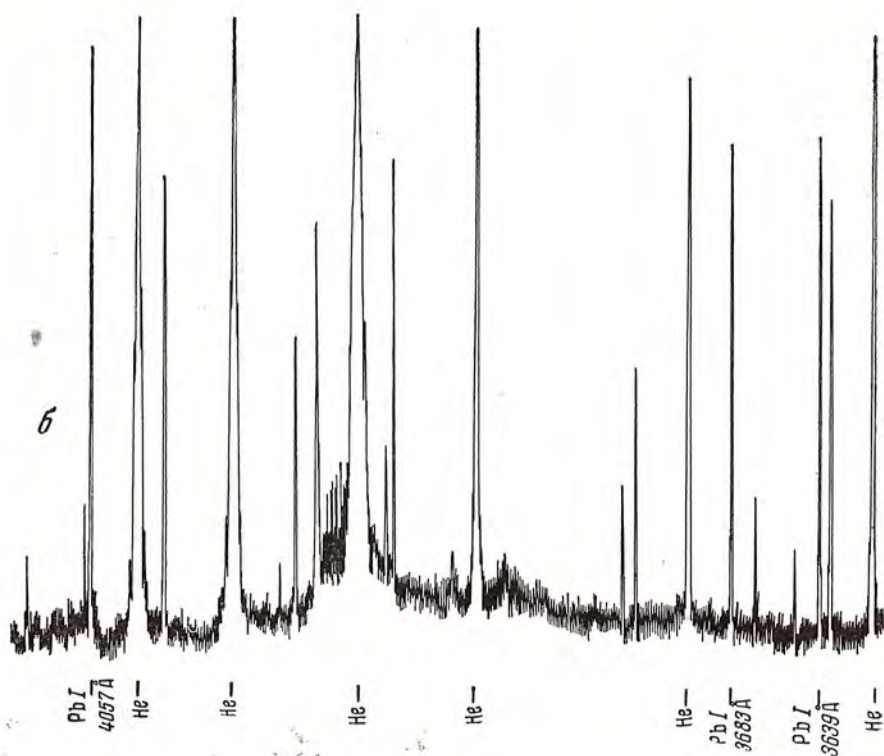
Ширина щели спектрографа выбиралась равной пяти нормальным, что обеспечивало уверенное фотометрирование линий. Перекрытие линий 2833,069 Å Pb I и 2833,5 Å Ar при этом еще отсутствовало.

На каждую пластинку фотографировалась серия спектров разряда в полном катоде при различных токах, несколько спектров сравнения лампы накаливания при различных ширинах щели и спектр ртутной лампы через ступенчатый ослабитель при ширине щели 0,075 *мм*.

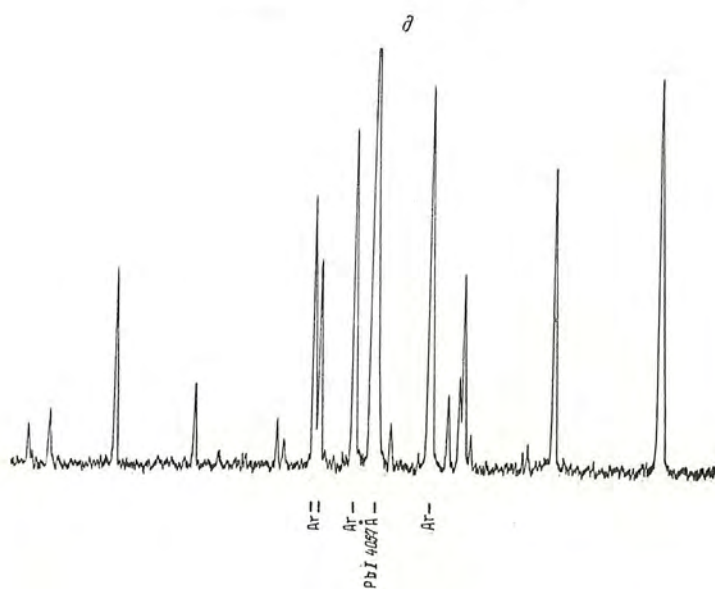
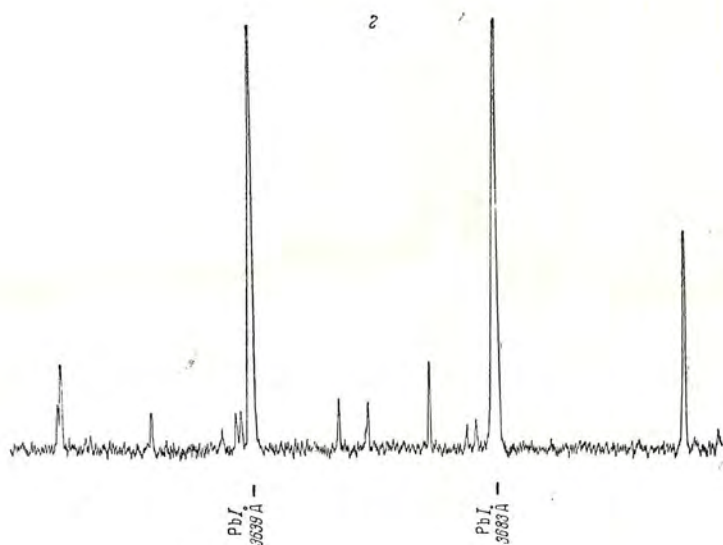


Фиг. 6. Микрофотограммы спектра Pb I

а — участок спектра вблизи 2833 Å при токе 30 ма, б — то же при токе 3 ма,



Фиг. 7. Микрофотограммы спектра Рb I в полном катодe в He
а — участок спектра вблизи 2833 Å, *б* — вблизи 3683 и 4057 Å



в полом катоде в Ag

то же при токе 0,3 ма, 2 — то же вблизи 3683 Å, 3 — то же вблизи 4057 Å

Спектры обрабатывались на микрофотометре МФ-2. Для каждой из рассматриваемых длин волн строилась своя характеристическая кривая, по которой интенсивность линий Рb I сравнивалась с интенсивностью непрерывного спектра в той же длине волны. Найденное ранее распределение интенсивности в непрерывном спектре позволяет перейти к относительным интенсивностям линий Рb I.

Неблагоприятное распределение интенсивности в непрерывном спектре лампы накаливания в ультрафиолете приводит к дополнительным фотометрическим трудностям. Мы сразу отказались от непосредственного сравнения линий 2833 и 4057 Å (отношение интенсивностей в непрерывном спектре — 234) и ограничивались сравнением пар линий 2833—3683 Å и 4057—3683 Å (отношение интенсивностей соответственно 67 и 3,5).

Интенсивности непрерывного спектра и линий Рb I уравнивались таким образом, чтобы линия 2833 Å была в несколько раз интенсивнее, а линия 3683 Å в несколько раз слабее непрерывного спектра. Поэтому обычно сравнивались интенсивности, различающиеся не более чем в 10—30 раз. Использовались пластинки Astroplatten и малоконтрастный проявитель, обеспечивающий получение достаточной фотографической широты эмульсии.

На фиг. 8 приводятся результаты обработки 7 пластинок, полученных для разряда в Аг Непри токах до 120 ма. Приведены значения $\lg I(4057)/I(3683)$ и $\lg I(2833)/I(3683)$ в зависимости от силы разрядного тока. Как уже указывалось, концентрация Рb в полом катоде в сильной степени зависит от силы тока; переход от Аг к Не также значительно снижает концентрацию. Ориентировочно можно принять, что общее изменение концентрации Рb в наших экспериментах составляет $\sim 10^4$ — 10^5 раз, что, конечно, недостижимо в опытах с дуговым разрядом.

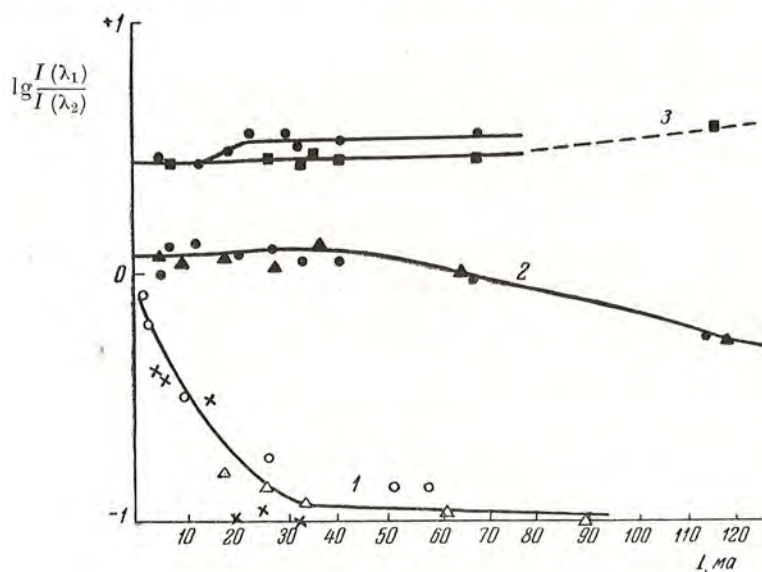
Приведенные зависимости являются некоторыми аналогами «кривых роста» и позволяют исключить самопоглощение.

Ясно, что в области малых оптических толщ τ следует ожидать независимости отношений интенсивности рассматриваемых линий от силы тока. Это действительно имеет место в случае Не во всем рассматриваемом диапазоне токов для отношения $I(4057)/I(3683)$ и для отношения $I(2833)/I(3683)$ при токах, меньших 40 ма. В случае Аг распыление идет значительно эффективнее. Обращает на себя внимание резкая зависимость отношения $I(2833)/I(3683)$ от силы тока. Отношение $I(4057)/I(3683)$ зависит от силы тока значительно слабее, достигая в пределе (при малых токах) соответствующего значения для Не.

Заселенности трех нижних уровней Рb I при достаточно высоких температурах возбуждения в полом катоде должны быть примерно одинаковы. Поэтому эффект самопоглощения сам по себе не может объяснить резко отличного поведения отношений $I(2833)/I(3683)$ и $I(4057)/I(3683)$ в зависимости от силы тока. Следует, по-видимому, принять, что это связано с поглощением резонансной линии 2833 Å вне зоны разряда, где атомы Рb I находятся в основном состоянии.

Предельные значения отношений интенсивности в Не при малых токах можно таким образом рассматривать как исправление за эффект

самопоглощения и самообращения. Все полученные данные приводятся в табл. 7. Больцмановский фактор при определении отношения $I(4057)/I(3683)$ не учитывался, поскольку при $T > 5000^\circ \text{ К}$ поправка меньше 5%. Найденные значения интенсивностей сравниваются с теоретическими, расчи-



Фиг. 8. Относительные интенсивности линий Рb I в полом катоде в Аг и Не в зависимости от силы разрядного тока
1 — $I(2833)/I(3683)$ в Аг (пластинки 13—15). Разные значки относятся к разным сериям наблюдений, 2 — то же в Не (пластинки 20, 21), 3 — $I(4057)/I(3683)$ в Аг (кружки) и Не (квадратики) (пластинки 17, 21)

танными в предположении (L, S) - и (J, J) -связи по Кондону и Шортли [9]. При определении значений f для резонансной линии Рb I $\lambda 2833 \text{ \AA}$ принято значение $f = 0,6$, найденное Энглером [41]. Необходимо учесть фактор λ^3 и статистический вес нижнего уровня.

Таблица 7

№ плас- тинки	Число спек- тров	Распыляю- щий газ	$I(3683)/I(2833)$	$I(4057)/I(3683)$
16	6	Аргон		2,6
17	7	"		2,8
20	9	Гелий	0,83	
21	7	"	0,89	
21	8	"		2,6
36	5	"		2,5
37	4	"	1,41	
38	4	"	1,08	
Среднее арифметическое			0,97	2,68

Как видно, экспериментальные значения заметно отличаются от теоретических. Однако расхождение с расчетами для (J, J) -связи несколько меньше, чем с расчетами для (L, S) -связи, что и следовало ожидать в случае Рb I.

Интенсивность линии 4057 Å оказалась заметно выше интенсивности резонансной линии 2833 Å. Это согласуется с тем обстоятельством, что линия 4057 Å является наиболее чувствительной линией свинца (см., например, [10, 16]).

Как уже отмечалось, значение f для линии 3683 Å может быть несколько искажено из-за возможной неравновесности условий возбуждения в полом катоде. Тот факт, что отношение $I(4057)/I(3683)$ оказалось независимым от рода газа, показывает, что какие-либо резко неравновесные процессы возбуждения рассматриваемых линий отсутствуют. Возможно, что имеет место различие между сечениями возбуждения этих линий электронным ударом, приводящее к неравновесной заселенности соответствующих уровней. Решить этот вопрос, ограничиваясь экспериментами с разрядной трубкой с полым катодом, затруднительно.

Представляет поэтому интерес определить значения f для линии 3683 Å независимым методом, например, сравнением эквивалентных ширины линий поглощения 3683 и 3639 Å, имеющих общий нижний уровень.

Значение f для линии 3639 Å может быть получено в разрядной трубе с полым катодом. Эта линия, как и линия 4057 Å, имеет общий верхний уровень с резонансной линией.

Предварительные измерения такого рода (спектр поглощения был получен на спектрографе Башенного солнечного телескопа Обсерватории) показали, что нет заметного расхождения с найденным значением $f(3683) = 0,43$.

Таблица 8

Переход	$\lambda, \text{Å}$	Интенсивности			f		
		связь L, S	связь J, J	экспер.	экспер.	по Аллену и Асааду	
						[12]	[13]
$p^3\ ^3P_0 - p^3\ ^3P_1$	2833	40	40	10	$0,6 \pm 0,1$ [11]	—	—
$^3P_1 - ^3P_0$	3683	3,5	3,5	$9,7 \pm 1,4$	$0,43 \pm 0,17$	0,98	0,41
$^3P_2 - ^3P_1$	4057	2,96	5,92	26 ± 6	$0,92 \pm 0,36$	0,41	0,17

Сравнение полученных значений f с данными Аллена и Асаада [12, 13] показывает (см. табл. 8), что имеет место совпадение по порядку величины, но отношение сил осцилляторов обратно найденному нами. Вполне возможно, что самопоглощение в опытах Аллена и Асаада не было полностью устранено (см. стр. 88).

Впрочем, расхождение не выходит значительно за пределы небольшой точности используемого Алленом и Асаадом метода (0,3 в логарифме величины).

Автор приносит благодарность лаборантам К. Лянзуриди, Б. В. Пузову и механику В. Н. Красненко за помощь в изготовлении экспериментальной установки.

Л и т е р а т у р а

1. H. M. Russell. *Ap. J.*, **70**, 11, 1929.
 2. H. M. Russell a. oth. *Astronomy*, **2**, 1938, Ginn and Company.
 3. A. Unsöld. *Zs. f. Ap.*, **24**, 306, 1948.
 4. J. Greenstein. *Les processus nucléaires d. l. Astres*. Louvain, 1954.
 5. Л. Х. Аллер. *Астрофизика*, ч. 1, ИЛ, 1955.
 6. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **18**, 96, 1958.
 7. W. J. Claas. *Utrecht Researches*, **12**, 1, 1951.
 8. B. Strömgren. *Publ. Copenhagen Obs.*, № 127, 1940.
 9. Е. Кондон и Г. Шортли. *Теория атомных спектров*. ИЛ, 1949.
 10. Ch. Moore. *Princeton Contr.*, № 20, 1945.
 11. H. D. Engler. *Zs. f. Phys.*, **144**, 343, 1956.
 12. C. W. Allen, A. S. Asaad. *M. N.*, **117**, 36, 1957.
 13. C. W. Allen. *M. N.*, **117**, 622, 1957.
 14. *Smithsonian Physical Tables*, p. 99—102, 1956.
 15. Г. Рибб. *Оптическая пирометрия*. Гостехиздат, 1934, стр. 146.
 16. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский. *Таблицы спектральных линий*. Гостехиздат, 1952.
 17. *Таблицы спектральных линий*. ГОНТИ, 1938.
-

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ ЛИНИЙ РЬ I $\lambda\lambda$ 4057 И 3683 Å И СОДЕРЖАНИЕ СВИНЦА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБИЛИЯ СВИНЦА НА СОЛНЦЕ

М. З. Хохлов

Найденные в первой части значения сил осцилляторов использованы для определения обилия РЬ в атмосфере Солнца. Эквивалентные ширины линий РЬ I $\lambda\lambda$ 4057 и 3683 Å измерены по спектрограммам Солнца с дисперсией 0,15 Å/мм, полученным на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Наиболее вероятное содержание РЬ в атмосфере Солнца определяется величиной $\lg N(\text{H})/N(\text{Pb}) \approx 10,75$, что хорошо согласуется с последними данными Зюсса и Юри [13] по обилию РЬ в метеоритном веществе. Найденное значение содержания РЬ почти на два порядка меньше, чем по оценке Унзольда [3], и в несколько раз меньше, чем по другим астрофизическим оценкам [4, 6, 7].

Обсужден вопрос об относительном содержании РЬ и Тh в атмосфере Солнца. На основании имеющихся данных представляется наиболее вероятным, что относительное содержание этих элементов на Солнце не отличается заметно от относительного содержания Тh и РЬ в метеоритном веществе.

AN EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE OSCILLATOR STRENGTHS OF THE Pb I LINES $\lambda\lambda$ 4057 AND 3683 Å AND THE LEAD ABUNDANCE IN THE SOLAR ATMOSPHERE. II. THE DETERMINATION OF THE LEAD ABUNDANCE IN THE SUN, by M. Z. Khokhlov.— The oscillator strengths found in the first part of the investigation were used for determining the lead abundance in the solar atmosphere. The equivalent widths of the Pb I lines $\lambda\lambda$ 4057 and 3683 Å were measured, from solar spectrograms of 0,15 Å/mm dispersion, taken with the tower solar telescope of the Crimean Astrophysical Observatory.

The most probable abundance of Pb in the solar atmosphere is determined by $\lg N(\text{H})/N(\text{Pb}) \approx 10,75$, which is in good agreement with the latest data of Suess and Urey [13] on the abundance of Pb in meteoritic matter. The derived value of the Pb abundance is less by almost two orders than that found by Unsöld [3] and several times less than that found from other astrophysical estimates [4, 6, 7].

The relative abundance of Pb and of Th in the Sun has been considered. On the basis of known data it seems most probable that the relative abundance of these elements in the Sun does not differ noticeably from the relative abundance of Th and Pb in meteoritic matter.

Как уже отмечалось в первой части [1], основные расхождения в имеющихся данных по обилию РЬ в атмосфере Солнца связаны с различным выбором значений сил осцилляторов для используемых линий. Поэтому

полученные в первой части работы экспериментальные значения f для двух солнечных линий Pb I $\lambda\lambda$ 4057,815 и 3683,481 Å позволяют уточнить содержание Pb в атмосфере Солнца.

Такое уточнение, необходимое, как это было указано А. Б. Северным [2], для выяснения причин значительного расхождения отношения содержаний Pb и Th на Земле и Солнце, представляет также и самостоятельный интерес. Следует иметь в виду, что на кривой распространенности элементов Pb расположен в области небольшого максимума, связываемого с магическим числом 126, причем обилия тяжелых элементов в этой области определены довольно неуверенно. Изотоп Pb^{208} является дважды магическим (по числу нейтронов — 126 и протонов — 82). Кроме того, изотопы Pb^{208} , Pb^{206} , Pb^{207} являются конечными продуктами радиоактивных рядов Th, Ac и U.

Найденные в [1] значения много больше принимавшихся Унзольдом [3], так что без дальнейших подсчетов можно сказать, что его оценка содержания Pb в атмосфере Солнца сильно завышена, и содержание Pb ближе к оценке Рессела [4].

Во всех последних сводках обилия элементов в атмосфере Солнца [5, 6, 7], там, где это возможно, данные по обилию элементов привязываются к данным Клааса [8], полученным по слабым линиям с использованием весовых функций.

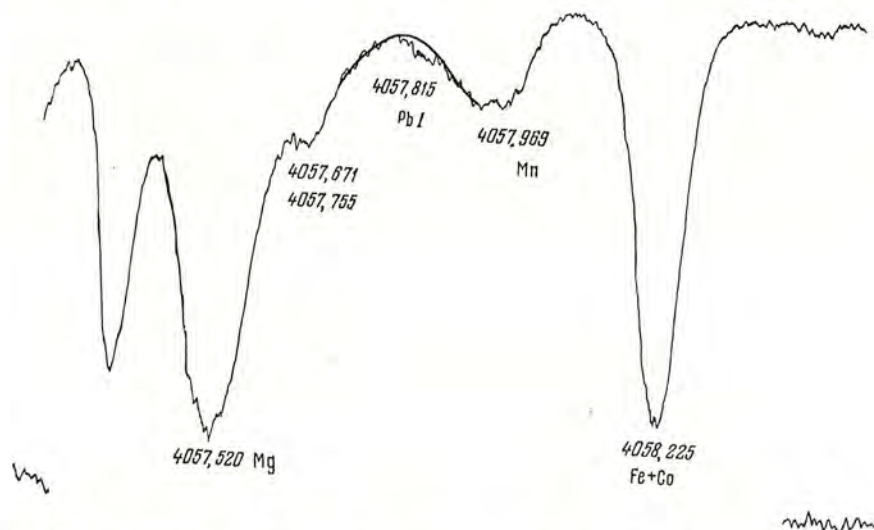
Схема Клааса применима к области $\lambda > 4000$ Å, так что из двух рассматриваемых линий свинца в этой схеме может быть изучена только линия 4057,815 Å. К сожалению, эта линия довольно сильно блендирована соседними более сильными линиями Mn, Fe и рядом неотожествленных в каталоге Роуланда линий, а поэтому без учета блендирования использование этой линии может дать только нижнюю границу для содержания свинца в атмосфере Солнца. Микрофотограмма участка спектра вблизи λ 4057 Å, полученного на спектрографе Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 0,15 Å/мм, приведена на фиг. 1.

При оценке обилия мы можем также исходить из модели Милна — Эддингтона, так как основное требование этой модели — $\eta = \sigma/k$, не зависит от τ , довольно хорошо выполняется для линий нейтральных металлов, образованных поглощением с низкорасположенных уровней. Для таких линий концентрация поглощающих атомов, как и концентрация отрицательных ионов водорода, пропорциональна электронному давлению. Зависимость величины η от температуры более слабая [9]. Как видно, схема модели Милна — Эддингтона применима, строго говоря, также только к линии 4057,815 Å.

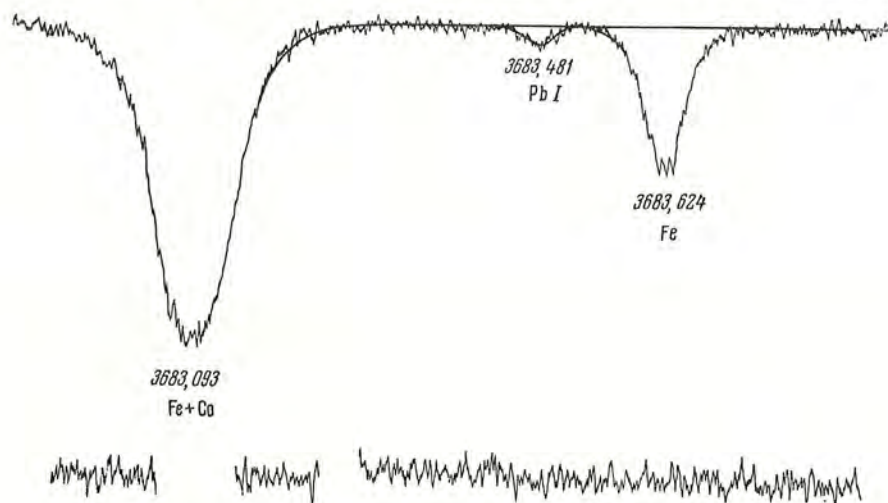
Использование линии 3683,481 Å имеет то преимущество, что в этом случае полностью отсутствует блендирование линии свинца соседними линиями солнечного спектра. Микрофотограмма участка спектра вблизи λ 3683 Å, полученного при тех же условиях, что и в случае линии 4057,815 Å, приведена на фиг. 2.

Возможно, конечно, наличие общего понижения непрерывного спектра на значительном участке вблизи λ 3683 Å из-за сильного сгущения фраун-

гоферовых линий металлов в ультрафиолете. Этот эффект, по крайней мере частично, можно учесть, если для этой области спектра воспользоваться значениями коэффициентов непрерывного поглощения, найденными из наблюдений [10].



Фиг. 1. Микрофотограмма участка спектра Солнца вблизи λ 4057,815 Å



Фиг. 2. Микрофотограмма участка спектра Солнца вблизи λ 3683,481 Å

Рассмотрим вначале оценку содержания свинца в атмосфере Солнца по линии 3683,481 Å в схеме модели Милна — Эддингтона. По девяти микрофотограммам была найдена эквивалентная ширина линии λ 3683,481 Å:

$$W(3683) = 6,55 \pm 0,6 \text{ м Å.} \quad (1)$$

Воспользуемся отношением между W и числом поглощающих атомов на грамм вещества в модели Милна — Эддингтона. Для слабых линий [9]:

$$W = 0,464 \eta = 0,464 / k_v \cdot \pi e^2 / mc^2 \cdot \lambda^2 N f. \quad (2)$$

Отсюда для полного числа атомов на грамм вещества найдем

$$N = 1,83 \cdot 10^{10} k_v W / f \cdot z \text{ атомов/грамм,} \quad (3)$$

где z — доля поглощающих атомов от полного числа атомов данного элемента и $\lambda = 3683 \text{ \AA}$.

Для $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ и для $\theta = 0,9$ и $p_e = 10$ (соответствует $\tau = 0,24$ по модели [7]) согласно Чандрасекару и Мюнху [11] найдем $k_v/\bar{k} = 0,483$, $\bar{k} = 0,363$ или $k_v = 0,174$. При переходе к области $\lambda < 4000 \text{ \AA}$ коэффициент непрерывного поглощения следует увеличить примерно в 1,5 раза [10,11]. Таким образом, для $\lambda = 3683 \text{ \AA}$ следует принять $k_v = 1,5 \cdot 0,174 = 0,258$. Величину z можно найти из табл. 1, в которой приведены

Т а б л и ц а 1

τ_{5500}	T	$N(\text{Pb } 1)/N(\text{Pb II})$	$N(p^2 \text{ } ^3P_1)/N(\text{Pb})$	$N(p^2 \text{ } ^3P_2)/N(\text{Pb})$
0,04	4820	$9,95 \cdot 10^{-2}$	$1,93 \cdot 10^{-2}$	$1,41 \cdot 10^{-2}$
0,08	5615	8,85	1,78	1,16
0,16	5280	6,33	1,38	1,05
0,24	5460	4,71	1,07	0,84
0,32	5620	3,75	0,88	0,72
0,39	5750	3,15	0,75	0,63
0,47	5860	2,67	0,65	0,56
0,63	6040	2,17	0,54	0,47
0,78	6185	2,02	0,52	0,45
0,94	6325	1,87	0,48	0,43
1,10	6450	1,69	0,45	0,40
1,25	6570	1,53	0,41	0,38
1,42	6690	1,48	0,40	0,38
1,57	6790	1,50	0,41	0,38

заселенности уровней $p^2 \text{ } ^3P_1$ (нижний уровень для линии $3683,481 \text{ \AA}$) и $p^2 \text{ } ^3P_2$ (нижний уровень для линии $4057,815 \text{ \AA}$) в зависимости от τ , рассчитанные по модели солнечной атмосферы из [7]. Для $\tau = 0,24$, $z = 1,07 \cdot 10^{-2}$.

Используя значение $f(3683) = 0,43$ по [1] и $W = 6,55 \text{ м\AA}$, получим:

$$N(\text{Pb}) = 6,7 \cdot 10^{12} \text{ атомов/грамм.} \quad (4)$$

Если, как и в схеме Клааса, принять $N(\text{He}) \ll N(\text{H})$, для числа водородных атомов на грамм вещества найдем $N(\text{H}) = 1/m_{\text{H}} = 6 \cdot 10^{23} \text{ атомов/грамм}$. Если принять содержание гелия равным $1/10$ от содержания водорода, соответственно получим $4,6 \cdot 10^{23} \text{ атомов/грамм}$. Отсюда найдем

$$\lg N(\text{H})/N(\text{Pb}) = 10,84, \quad (5)$$

что приводит к обилию свинца меньшему, чем по оценке Рессела.

Интересно посмотреть, в какой мере найденное значение обилия согласуется с наблюдаемой величиной эквивалентной ширины второй из

рассматриваемых линий свинца $\lambda 4057,815 \text{ \AA}$. По семи микрофотограммам эквивалентная ширина этой линии относительно локального непрерывного спектра (без учета блендирования) была найдена равной $2,9 \pm 0,94 \text{ м\AA}$. Локальный непрерывный спектр в области этой линии составляет примерно 0,70—0,75 от непрерывного спектра, определенного по участку спектра 10—15 $\text{\AA}$ вблизи рассматриваемой линии. Согласно Рочу и Филлипсу [12], для линий с локальным непрерывным спектром, равным 0,75 от истинного, блендирование уменьшает эквивалентную ширину примерно в два раза. Отсюда исправленное за блендирование по Рочу и Филлипсу значение эквивалентной ширины линии свинца $4057,815 \text{ \AA}$ будет

$$W(4057) = 6 \pm 1 \text{ м\AA}. \quad (6)$$

В схеме модели Милна — Эддингтона это приводит к значению обилия, в три раза меньшему найденного выше.

Действительно, для отношения эквивалентных ширин двух линий по формулам (2) и (3) имеем:

$$W_1/W_2 = \lambda_1^2 f_1 k_2 z_1 / \lambda_2^2 f_2 k_1 z_2. \quad (7)$$

Для отношения $f(4057)/f(3683)$ по [1] найдем 2,14, $k(3683)/k(4057) = 1,5$, $z_1/z_2 \simeq 0,75$ для $\tau = 0,24$ (обычно принимаемая глубина образования линий рассматриваемого типа) и слабо зависит от τ (табл. 1). Тогда найдем, что для согласования обилия, определяемого в схеме Милна — Эддингтона по линии $4057,815 \text{ \AA}$, с найденным выше значением необходимо иметь:

$$W(4057) \approx 3 \cdot W(3683) = 19,5 \text{ м\AA}. \quad (8)$$

Возможно, что получившееся расхождение связано с неуверенностью при проведении локального непрерывного спектра вблизи линии $4057,815 \text{ \AA}$.

Полученное значение эквивалентной ширины линии $4057,815 \text{ \AA}$ довольно надежно, поскольку очевидно, что эквивалентная ширина этой линии должна быть заметно больше, чем эквивалентная ширина линии $3683,481 \text{ \AA}$ ($6,55 \text{ м\AA}$). Это следует с необходимостью из приведенных соотношений сил осцилляторов и коэффициентов непрерывного поглощения. При сделанных предположениях относительно величины коэффициентов непрерывного поглощения в схеме модели Милна — Эддингтона использование линий $4057,815 \text{ \AA}$ с $W = 19,5 \text{ м\AA}$ эквивалентно использованию линии $3683,481 \text{ \AA}$ с $W = 6,55 \text{ м\AA}$.

Поэтому можно сравнить найденное значение обилия свинца с оценкой обилия в схеме Клааса [8], если использовать в этой схеме значение $W(4057) = 19,5 \text{ м\AA}$.

В схеме Клааса эквивалентная ширина линии определяется выражением

$$W(\text{м\AA}) = 5,28 \cdot 10^6 \lambda^2 f N/N(\text{H}). \quad \int_0^\infty h_\lambda(\tau_0) z d\tau_0, \quad (9)$$

где $N/N(\text{H})$ — содержание элемента относительно водорода. Значения функции $h_\lambda(\tau_0)$ затабулированы в [8]. Зависимость величины z от τ_0 для

уровня $p^2\ ^3P_2$ Pb I была подсчитана по модели Клааса [8]. После подстановки численных значений и численного интегрирования найдем:

$$N(H)/N(Pb) = 8,5 \cdot 10^{11} / W (m\text{\AA}). \quad (10)$$

Используя $W = 19,5 m\text{\AA}$ и $f = 0,92$ по [1], получим:

$$\lg N(H)/N(Pb) = 10,60. \quad (11)$$

Таким образом, расхождение с найденным выше значением составляет всего 0,24 в логарифме величины, что лежит, конечно, в пределах точности используемых методов.

Наиболее вероятным представляется некоторое среднее значение:

$$\lg N(H)/N(Pb) = 10,75 \quad (12)$$

или $\lg N(Ca)/N(Pb) = 10,75 - 5,54 = 5,21 \quad (13)$

и $\lg N(Fe)/N(Pb) = 10,75 - 4,88 = 5,82. \quad (14)$

Содержание кальция и железа относительно водорода взято по Клаасу [8].

Таблица 2

Содержание Pb в атмосфере Солнца								Содержание Pb в метеоритном веществе	
данные автора				данные других работ					
	по схеме Клаас * $N(He) \ll N(H)$	по схеме модели М.—Э.** $N(He) = \sim 1/10 N(H)$	примечания	Рессел [4]	Ун-зольд [3]	Грин-стейн [6]	Аллер [7]	Гольд-шмидт [13]	Зюсс и Юри [13]
$\lg \frac{N(H)}{N(Pb)}$	10,60	10,84		10,3	8,93	10,3	9,47	9,75	10,93
$\lg \frac{N(H)}{N(Ca)}$	5,06	5,30	$\lg \frac{N(H)}{N(Ca)} = 5,54$	5,5	3,7	4,58	3,92	3,8	5,02
$\lg \frac{N(H)}{N(Fe)}$	5,72	5,96	$\lg \frac{N(H)}{N(Fe)} = 4,88$	6	5,17	5,44	4,68	4,99	6,11

* $W(4057) = 19,5 m\text{\AA}$.

** $W(3683) = 6,55 m\text{\AA}$.

В табл. 2 полученные значения сравниваются с другими оценками содержания свинца.

Как уже отмечалось, полученные значения обилия свинца ниже значений, принятых в астрофизической литературе, в особенности оценок, приводимых Унзольдом и Аллером. Исключение составляют данные Рессела для $\lg N(Ca)/N(Pb)$ и $\lg N(Fe)/N(Pb)$. Однако следует иметь в виду, что оценка Рессела для кальция и железа, по данным последних сводок по обилию элементов в атмосфере Солнца, завышена.

Обращает на себя внимание хорошее согласие полученных в настоящей работе значений и новейших данных Зюсса и Юри [13] по содержа-

нию Pb в метеоритном веществе. Более старые данные Гольдшмидта по свинцу и олову расцениваются в работе Зюсса и Юри как ошибочные.

Обратимся в заключение к вопросу об отношении распространенностей Pb и Th по астрофизическим данным. Оценка содержания Th в атмосфере Солнца впервые получена А. Б. Северным [2] в предположениях модели Милна — Эддингтона на основе обработки большого числа фотографических записей спектра Солнца вблизи резонансной линии Th II $\lambda 4019,140 \text{ \AA}$, полученных на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Наиболее вероятное содержание Th принято $\sim 10^{10}$ атомов/грамм.

Если принять для Pb найденное выше значение $6 \cdot 10^{12}$ атомов/грамм, что близко к значению, принятому в работе А. Б. Северного, получается значительное расхождение между содержаниями Th и Pb в атмосфере Солнца.

Действительно, по формуле (3) найдем:

$$N(\text{Th})/N(\text{Pb}) = \frac{\lambda^2(\text{Pb}) \cdot f(\text{Pb}) \cdot z(\text{Pb}) \cdot k(\text{Th}) \cdot W(\text{Th})}{\lambda^2(\text{Th}) \cdot f(\text{Th}) \cdot z(\text{Th}) \cdot k(\text{Pb}) \cdot W(\text{Pb})} \quad (15)$$

Для линии $3683,481 \text{ \AA}$ Pb I $f = 0,43$, $W = 6,55 \text{ м \AA}$, $z = 10,7 \cdot 10^{-3}$. Для линии $4019,140 \text{ \AA}$ Th II согласно [2] примем $f \sim 1$, $z \sim 1$, $W = 5 \text{ м \AA}$; $k(\text{Pb})/k(\text{Th}) = 1,5$. Это приводит к $N(\text{Th})/N(\text{Pb}) = 1,9 \cdot 10^{-3}$.

Используемые здесь значения f и z для Th II являются, очевидно, максимально возможными и поэтому приведенная оценка дает нижнюю границу для отношения $N(\text{Th})/N(\text{Pb})$. Рассмотрим в какой мере эта оценка может быть уточнена.

В случае линии $4019,140 \text{ \AA}$ Th II следует скорее ожидать значения $f \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ или даже 10^{-3} , чем $f \sim 1$. Вообще говоря, значения f для тяжелых элементов, как видно, в частности, на примере Pb, значительно превосходят теоретические значения и могут достигать значений $f \sim 1$. Однако в случае Th II мы имеем дело с очень сложным спектром. Линии Th II возникают при переходах на большое число низкорасположенных термов (около 40 в интервале от 0 до 2 эв). Все эти линии обладают примерно одинаковыми интенсивностями [15] и следовательно примерно одинаковыми значениями f (различия в потенциалах возбуждения и статистических весах не велики). Интенсивности ряда линий заметно превосходят интенсивность резонансной линии $4019,1 \text{ \AA}$. Если каждой из этих многочисленных линий Th II приписать $f \sim 1$, суммарное значение f окажется неоправданно высоким. Данные для некоторых наиболее интенсивных линий Th II собраны в табл. 3. Обычно в сложных спектрах типа спектра Th II значения f заметно меньше единицы.

По этой же причине (большое число низкорасположенных термов) значение $z \sim 1$ также завышено. Число атомов в нижнем состоянии определяется величиной $g_0/B(T)$, где g_0 — статистический вес нижнего состояния, а $B(T) = \sum_i (2J+1)_i e^{-V_i/kT}$ — сумма по состояниям.

Часто достаточно учитывать один или два члена суммы, что приводит к $z \sim 1$. Однако в случае Th II это далеко не так.

Таблица 3

Переход [14]	$\lambda, \text{\AA}$	Энергия нижнего уровня	Энергия верхнего уровня	Интенсивность [15]	Группа термов [14]
$a^4F_{3/2} - y^2F_{5/2}^0$	4019,1	0	3,09	8	A
$a^4F_{5/2} - z^4F_{5/2}^0$	3741,2	0,19	3,5	80	A
$a^2F_{5/2}^0 - z^4G_{7/2}$	4391,1	$0 + V_{AB}$	$2,82 + V_{AB}$	50	B
$a^4H_{11/2}^0 - z^4H_{9/2}$	4381,9	$1,71 + V_{AB}$	$3,12 + V_{AB}$	30	B
$a^4H_{7/2}^0 - z^4G_{5/2}$	4919,814	$0,206 + V_{AB}$	$2,82 + V_{AB}$	50	B

Точный подсчет $B(T)$ для Th II затрудняется отсутствием полной схемы термов этого элемента. Наиболее подробная сводка термов Th II приведена в [14]. Термы Th II образуют две большие группы: A и B, энергетическая связь между которыми не установлена, так как никаких переходов между термами этих групп в исследованной области спектра ($\lambda < 8000 \text{\AA}$) не обнаружено. Каждая группа распадается в свою очередь на группу низкорасположенных (около 20) и высокорасположенных термов (около 100).

Мы можем оценить по отдельности сумму по состояниям для каждой из этих групп. Полная сумма по состояниям запишется тогда в виде:

$$B(T) = B_A(T) + B_B(T)e^{-V_{AB}/kT}, \quad (16)$$

где величина V_{AB} определяется сдвигом термов групп A и B друг относительно друга и пока не известна. Эта величина должна, вообще говоря, быть порядка среднего расстояния между термами в рассматриваемых группах ($\sim 0,1 \text{ эв}$), так как эти термы принадлежат к близким электронным конфигурациям, отличаясь только четностью, и не может превосходить примерно $0,3 \text{ эв}$. В противном случае должны были бы наблюдаться переходы между низкорасположенными термами групп A и B в исследованной области спектра.

Принимая в первом приближении $V_{AB} \approx 0,2 \text{ эв}$ только для 42 низкорасположенных термов при $T = 5600^\circ \text{ K}$ ($\theta = 0,9$), найдем

$$B(5600^\circ \text{ K}) \approx B_A(T) + 0,66B_B(T) \approx 23,5 + 0,66 \cdot 45,5 \approx 54. \quad (17)$$

Учет высокорасположенных термов Th II еще несколько увеличит значение $B(T)$. Кроме того, в [14] указывается на возможность существования третьей группы термов у Th II.

Используя найденное значение $B(T)$ для заселенности основного уровня Th II при $T = 5600^\circ \text{ K}$, найдем:

$$z = g_0/B(T) < 4/54 \approx 7,5 \cdot 10^{-2}. \quad (18)$$

Основная неопределенность при оценке отношения $N(\text{Th})/N(\text{Pb})$ в атмосфере Солнца связана с неопределенностью в оценке величины силы

осциллятора для Th II, поскольку сумма по состояниям оценена, по-видимому, с точностью до множителя $\sim 1,5$.

Наиболее вероятное содержание тория в метеоритном веществе, по данным Зюсса и Юри [13], составляет $1/5 - 1/10$ от содержания свинца.

К этой же величине для отношения $N(\text{Th})/N(\text{Pb})$ в атмосфере Солнца можно прийти, если принять значение f для линии Th II $\lambda 4019,1 \text{ \AA}$ равным примерно $\sim 0,1$. Действительно, в этом случае получим:

$$N(\text{Th})/N(\text{Pb}) \approx 1,9 \cdot 10^{-3} / 10^{-1} \cdot 7,5 \cdot 10^{-2} \approx 1/4. \quad (19)$$

Поскольку принятое при этом значение f достаточно хорошо согласуется с приведенными выше соображениями о величине f для линий Th II, представляется наиболее вероятным на основании имеющихся данных принять, что относительные содержания свинца и тория в атмосфере Солнца не отличаются заметно от относительного содержания свинца и тория в метеоритном веществе.

Для более точной оценки содержания тория в атмосфере Солнца необходимо получение надежных значений f для линий Th II солнечного спектра.

В заключение пользуюсь случаем выразить искреннюю благодарность А. Б. Северному за предложенную тему и постоянное внимание к работе, П. И. Селиванову за помощь в обработке спектрограмм.

Л и т е р а т у р а

1. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 84, 1958.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **18**, 96, 1958.
3. A. Unsold. Zs. f. Ap., **24**, 306, 1948.
4. H. M. Russell. Ap. J., **70**, 11, 1929.
5. В. А. Амбарцумян и др. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1954.
6. J. Greenstein. Les processus nucléaires d. l. astres. Louvain, 1954.
7. Л. Х. Аллер. Астрофизика, ч. 1, ИЛ, 1955.
8. W. J. Claas. Utrecht Researches, **12**, 1, 1951.
9. G. J. Greenstein. Ap. J., **113**, 536, 1951.
10. Солнце, под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 101.
11. S. Chandrasekhar, G. Münch. Ap. J., **104**, 446, 1946.
12. F. E. Roach, J. G. Phillips. Ap. J., **96**, 71, 1942.
13. Г. Зюсс, Г. Юри. Усп. физич. наук, **62**, вып. 1, 101, 1957.
14. J. R. McNally, J. G. R. Harrison, H. V. Park. J.O.S.A., **32**, 334, 1942.
15. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский. Таблицы спектральных линий. Гостехиздат, 1952.

РАЗВИТИЕ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1957 г.*Е. Ф. Шапошникова и М. Б. Огирь*

Приводятся кривые H_{α} -интенсивности и площади вспышек с баллом ≥ 2 , наблюдавшихся на коронографе за время с 1 июня до конца 1957 г.

THE DEVELOPMENT OF CHROMOSPHERIC FLARES ACCORDING TO OBSERVATIONS MADE IN 1957, by *E. F. Shaposhnikova and M. B. Ohir.*— The curves of the H_{α} -intensity and area of flares of importance ≥ 2 , observed with the coronagraph from June 1 to Dec. 31, 1957, are given.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа ведется по программе Международного Геофизического Года и является выполнением обязательства обсерватории, как центра по изучению кривых яркости хромосферных вспышек. Обработка материалов, полученных во время МГГ, проводится по специальной инструкции, составленной Крымской астрофизической обсерваторией и разосланной всем обсерваториям, принимающим участие в выполнении работ по программе МГГ.

Наблюдения вспышек проводились на внеатменном коронографе в лучах линии H_{α} с помощью интерференционно-поляризационного фильтра с шириной полосы пропускания в $0,5 \text{ \AA}$. Описание инструмента и фильтра опубликованы в работе [1]. Кинематографирование вспышек велось на стандартной 35-миллиметровой панхроматической фотопленке высокой чувствительности (1200 единиц по ГОСТ). Скорость съемки в большинстве случаев была 4 кадра в минуту, значительно реже 8 или 2 кадра в минуту. Подбор времени экспозиций делался в соответствии с прозрачностью атмосферы и высотой Солнца так, чтобы плотность центра диска Солнца составляла 0,5. Для того чтобы в течение светового дня не изменять величину экспозиции при изменении освещенности, употреблялись различные диафрагмы в соответствии с показаниями экспонометра, который был заранее исследован. Вследствие этого экспозиция при съемке диска всегда была постоянной и равнялась $0^s,17$.

Для стандартизации фильмов впечатывался ступенчатый ослабитель, имеющий 9 ступеней с плотностями от 0 до 1,0. В случае ясной погоды ослабитель впечатывался один раз в день, а при наличии вспышки балла

≥ 2 он впечатывался дополнительно сразу же после окончания вспышки. Впечатывание ослабителя делалось согласно инструкции по наблюдениям во время Международного Геофизического Года «Instruction Manual Solar Activity» (стр. 23) при экспозициях: 1) нормальной; 2) в два раза больше, чем нормальная; 3) в четыре раза больше нормальной.

Проявление фильмов проводилось в специальной проявочной машине 2 раза в месяц с применением контрастно работающего мелкозернистого проявителя. Время проявления и рецепт проявителя были подобраны так, чтобы получить наиболее контрастные изображения.

§ 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В данной статье проведена обработка всех вспышек с баллом ≥ 2 , наблюденных с 1 июня до конца 1957 г. Фотометрическое исследование интенсивностей вспышек производилось на микрофотометре МФ-2. Конечный результат обработки должен представлять ход H_α -интенсивностей вспышек со временем, причем интенсивность выражается в единицах интенсивности смежной со вспышкой невозмущенной области на том же расстоянии от центра диска и в той же полосе пропускания фильтра, центрированной на линии H_α .

Для простоты измерялись только максимальные интенсивности отдельных узлов вспышки, как существовавших в течение всего времени ее развития, так и возникавших позднее. Диафрагма микрофотометра выбиралась так, чтобы она не превосходила $2/3$ изображения отдельных узлов вспышки. Частота фотометрических измерений диктовалась как характером развития вспышки (времени жизни вспышки, наличия повторных максимумов и возникновения новых центров), так и качеством полученных изображений (выбирались наилучшие кадры).

Площади вспышек измерялись с помощью кинопроектора при стандартном увеличении в 10 раз и выражались в единицах $0,5 \cdot 10^{-6} SD$ (площади диска). Измерения площадей делались по тем же кадрам, что и измерения интенсивностей. Подробные сведения о всех исследованных вспышках даны в приведенной таблице.

В таблице дается список всех наблюденных вспышек за время с 1 июня до конца 1957 г. Время наблюдений—московское (т. е. Мировое время $+3$ часа). Действительные моменты начала или конца вспышек подчеркнуты. Мощность вспышек определялась по трехбалльной шкале и оценивалась по двум факторам: площадь и интенсивность, в соответствии с «Instruction Manual Solar Activity» (стр. 17). В графе координаты даются соответственно: 1) гелиографическая широта φ центра вспышки, причем знак плюс соответствует северному полушарию, знак минус соответствует южному полушарию; 2) угловое расстояние λ центра вспышки от центрального меридиана, причем отрицательные значения соответствуют восточному полушарию, положительные значения — западному полушарию; 3) угловое расстояние L от меридиана Кэррингтона. В графе «наблюдатель» сокращенные обозначения имеют следующие значения:

Таблица

№ п/п	Дата	Время наблюдения	Мощность	Координаты			Наблю-датель	Примечания
				φ	λ	L		
1	Июнь	4 12 ^h 00 ^m — 12 ^h 48 ^m	2+	—20°	+30°	89°	Ц	Плохие изобра-жения
2		24 10 16— 11 20	2	+25	+28	183	Ш	То же
3		24 11 38— 12 40	3	+22	+14	168	Ш	С 11 ^h 45 ^m до 11 ^h 48 ^m наблюдения прерваны облака-ми.
4		28 10 13— 11 45	2	+10	—28	82	Ш	Наблюдения прерваны раньше конца вспышки из-за смены плен-ки
5		28 15 29— 15 51	2	+12	—24	81	Ш, Ц	
6		30 12 30— 13 28	2	+ 9	+ 3	77	Г	Наблюдения прерывались облаками
7		30 13 50— 15 03	2	+ 8	+ 3	76	Г	Плохие условия наблюдения
8	Июль	3 10 23— 13 51	3	+14	+43	78	Г	Изображения ни-же средних
9		16 10 34— 11 10	2+	+32	—82	142	Ц	Наблюдения пре-рывались облаками
10		21 9 30— 10 47	2	+30	—12	145	Г	
11		22 11 30— 11 49	2	—23	— 8	136	Г	То же
12		22 13 54— 14 04	2	—23	— 7	136	Ц	Ряд последова-тельных вспышек в области одной и той же группы пятен
13		22 15 08— 15 22	2	—23	— 6	135	Ц	Плохие изобра-жения
14		22 16 01— 17 00	2	—24	— 6	137	Ц	
15	Август	1 12 33— 13 50	2	—32	—13	357	Ш	То же
16		21 10 52— 12 15	3	+22	—20	88	Ш	Наблюдения в прорыве облаков. Ни начало вспыш-ки, ни конец не отмечены
17		28 12 10— 16 47	3+	—31	—30	342	О, Г	
18		29 13 38— 13 44	2	—30	—26	335	Ц	
19	Сентябрь	1 12 50— 13 13	2	+14	+12	336	Г	Изображения плохие
20		3 13 24— 14 09	2	+15	+39	335	Ц	
21		3 17 17— 18 56	3	+25	+33	324	Ш	
22		6 10 55— 11 36	2+	+23	+65	321	Г	Наблюдения часто прерывались облаками
23		9 11 05— 12 27	2	+14	—24	192	О	
24		12 10 09— 10 32	2	+12	+15	192	Ц	Наблюдения проводились в разрывах облаков
25		18 14 24— 17 54	2	+22	—10	85	Г	
26		21 12 27— 13 29	2+	+ 8	+ 5	62	О	Изображения средние
27		21 14 04— 14 26	2	+24	+25	81	Ц	
28		24 8 10— 8 18	2	+16	—88	292	Ц	
29	Ноябрь	19 9 00— 10 56	3	—24	+23	72	Ш	
30	Октябрь	23 10 54— 11 45	2	+27	+55	002	Г	

Г—означает, что наблюдения проводил С. И. Гопасюк; О—М. Б. Огирь;
Ц — Т. Т. Цап и Ш — Е. Ф. Шапошникова.

§ 2. ОПИСАНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ ВСПЫШЕК

Описания даются только для тех вспышек, в которых были обнаружены некоторые особенности.

Вспышки № 2 и 3. Вспышки 24 июня появились в области двух больших групп пятен, разделенных друг от друга большим волокном. Во время вспышки № 2 из периферийной области хвостового пятна западной группы ($\varphi = +18^\circ$, $L = 186^\circ$) и головного пятна восточной группы ($\varphi = +23^\circ$, $L = 172^\circ$) выбрасывались малые волокна, описанные ранее в работе [2]. Большое волокно, разделявшее две указанные группы пятен, менялось сначала медленно, а с 11^h06^m более заметно. Восточный конец волокна стал расщепляться, образуя вилку. Вспышка № 3 возникла в хвостовой части группы ($\varphi = +23^\circ$, $L = 172^\circ$) в 11^h38^m, в 11^h48^m мощность ее уже достигла 2 баллов. Большое волокно, разделявшее группы пятен, все время изменялось, уменьшаясь в размерах и слабей по интенсивности, в 11^h48^m,75 оно совсем не было видно, но снова появилось в 11^h52^m и начало расти по интенсивности и длине, однако новая форма волокна совсем не напоминала вилку, а представляла собой дугу, искривленную в сторону восточной группы пятен. С 11^h59^m восточный конец волокна постепенно расширился.

Вспышка № 4 28 июня (10^h13^m — 11^h45^m). В основном вспышка состояла из двух ярких деталей: яркой дуги с юго-восточной стороны группы пятен и движущегося облака материи, как бы проектирующейся сверху на юго-западную сторону] пятна. К 10^h57^m последняя деталь рассосалась и представляла собой только яркую точку на юго-западной стороне пятна. Эта точка начала продвигаться в северо-восточном направлении и к 11^h08^m проектировалась на центр диска, где продвижение ее остановилось, а интенсивность точки начала постепенно падать. К концу вспышки точка начала двигаться к северо-западному краю пятна.

Вспышка № 5 28 июня (15^h29^m — 15^h51^m). Действительные начало и конец вспышки не отмечены. В 15^h29^m вспышка состояла из трех центров активности. Два из них располагались в непосредственной близости пятна, а именно: из периферийной области полутени пятна с северной стороны отмечены выбросы яркой материи из двух точек. Выброс материи из более восточной точки постепенно прекратился и к 15^h40^m осталась небольшая деталь, не отличающаяся по яркости от флоккула. Выброс из более западной точки продолжался, и материя продвигалась в сторону от пятна.

Вспышка № 6 30 июня (12^h30^m — 13^h28^m). Особенностью этой вспышки являлось то обстоятельство, что один из центров активности как бы проектировался сверху на юго-западный край пятна. Яркая материя постепенно продвигалась в сторону от пятна, дробясь на отдельные сгустки, которые постепенно угасали, и к концу вспышки осталась только небольшая деталь у юго-западного края пятна.

Вспышка № 7 30 июня (13^h50^m — 15^h03^m). Вспышка состояла из трех ярких деталей. Одна из деталей проектировалась на пятно вблизи его южного края. Во время вспышки эта деталь продвигалась в северо-

западном направлении, к 14^h12^m она прикрывала центральную часть пятна, разделив его на две половины, и имела вид мостика через все пятно. Позднее этот мостик начал двигаться в северо-восточном направлении и к моменту окончания вспышки указанная яркая деталь совершенно сошла с западной стороны пятна и закрывала пятно только с восточной стороны.

Вспышка № 8 3 июля. Вспышка возникла в большой области ярких флоккулов. В процессе развития узлы 1 и 2 (см. эскиз на фиг. 10) постепенно надвигались на соседние небольшие пятна. За несколько минут до максимума вспышки появились еще два ярких узла. Два длинных волокна около вспышки с течением времени сильно изменялись. В 11^h41^m первое волокно усилилось по интенсивности и расширилось, затем его две части соединились между собой. Постепенно волокно стало значительно интенсивнее, а северо-западная часть его расширилась. Второе волокно в 11^h40^m совсем исчезло, а в 11^h46^m появилось вновь, после чего интенсивность его усилилась. Через несколько минут каждое волокно разделилось на две части. По мере погасания вспышки оба волокна сильно слабели и уменьшались по длине, а около вспышки появилось одно новое небольшое волокно. Узел 1 при погасании заметно отодвигался в сторону от пятна.

Вспышка № 9 16 июля. Перед началом вспышки в 10^h22^m к востоку от головного пятна ($\varphi = +31^\circ$, $L = 143^\circ$) группы пятен было замечено поярчание флоккула, позднее перешедшее в восточный центр вспышки. Вспышка была замечена в 10^h34^m (действительное начало ее немного раньше). К этому моменту вспышка состояла из двух ярких деталей. Яркость детали, ближе расположенной к восточному лимбу, быстро падала и к 10^h39^m сравнялась с яркостью окружающих флоккулов. Западный центр вспышки проектировался на головное пятно группы и вскоре его совершенно прикрывал. С 10^h37^m из южной части этого центра начался выброс материи в северо-восточном направлении. В 10^h49^m продвижение материи все продолжалось, но стал заметен разрыв между движущейся материей и местом выброса. С 10^h58^m продвижение материи остановилось, яркость ее стала падать, а площадь начала сокращаться. Средняя скорость продвижения материи от места выброса около 20 км/сек , начальная скорость выброса была $\sim 50 \text{ км/сек}$.

Вспышка № 10 21 июля. В начале вспышки имелись две детали, которые быстро начали слабеть. С 9^h49^m вспышка снова разгорелась и появились новые яркие детали.

Вспышки №№ 11—14 22 июля. В рассматриваемой возбужденной области существовало 3 очага вспышек: I, II и III. В очаге I (узлы 1 и 2) вспыхивали 3 повторные вспышки в моменты времени: 1) $11^h30^m - 11^h38^m$; 2) $13^h54^m - 14^h05^m$; 3) $15^h08^m - 15^h22^m$.

В процессе развития вспышек волокно, разделяющее очаги II и III, заметно изменялось — укорачивалось, расширялось, несколько изгибалось, делилось на две части, а затем соединялось вновь. К концу вспышки оно ослабло.

Вспышка № 16 24 августа. Вспышка возникла в области больших волокон восточнее довольно слабого флоккула, по-видимому, не имев-

шего пятен. С самого начала вспышки волокна начали резко изменяться. Самое северное волокно, первоначально небольшое, начало расширяться и сильно увеличилось по площади; также происходили заметные изменения и в длинном волокне, находившемся с юго-восточной стороны от малого волокна. С $10^{\text{h}}54^{\text{m}}$ юго-восточное волокно начало быстро расширяться. К $11^{\text{h}}10^{\text{m}}$ вся область вспышки покрылась мелкими, вновь образовавшимися эруптивными волокнами, а вспышка почти погасла. С $11^{\text{h}}14^{\text{m}}$ появились два почти параллельных ряда новых точечных узлов вспышки и вспышка снова разгорелась. Многие мелкие волокна исчезли. Точно определить время обоих максимумов вспышки не удалось (см. примечания к таблице). Вспышка постепенно медленно гасла и почти все эруптивные волокна исчезли, осталось несколько коротких, но широких волокон. На месте вспышки, так же как и перед началом ее, не было видно ни флоккулов, ни пятен.

Вспышка № 17 28 августа. Возникла вспышка на месте флоккулов. Со временем она разрасталась, возбужденная зона охватывала все большую область, возникли новые узлы вспышки и новые флоккулы, многие из которых соединялись между собой. Волокна около вспышки заметно изменялись. Одни из них появлялись, другие исчезали, третьи то исчезали, то появлялись вновь. Флоккул 4 возник на месте исчезнувшего большого волокна. Интересно поведение флоккула 3': он постепенно перемещался от узла 2 к узлу 3, с которым затем и слился.

Вспышка № 18 29 августа. Особенностью этой вспышки является выброс довольно большого волокна из области между периферийным краем полутени и невозмущенной хромосферой в юго-западной части пятна.

На фиг. 1—4 даны отпечатки фотографий наиболее интересных вспышек. Даты вспышек и моменты времени указаны под отпечатками.

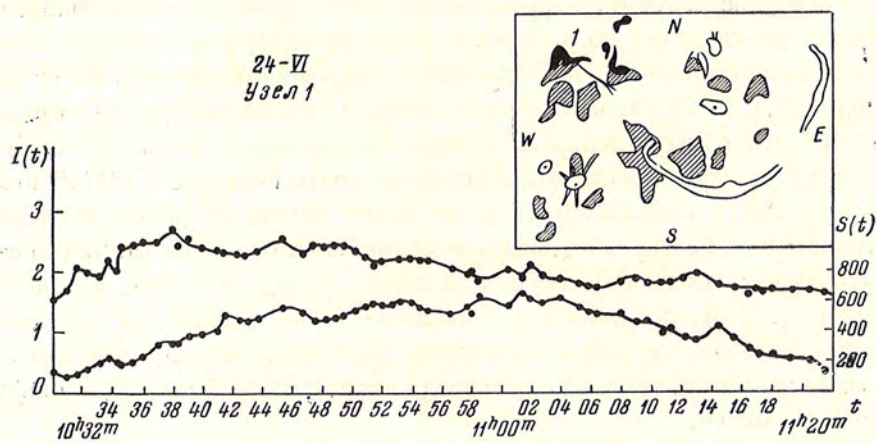
§. 3. КРИВЫЕ РАЗВИТИЯ ВСПЫШЕК

На фиг. 5—29 даны графики развития хромосферных вспышек по интенсивности и площади. Для каждой вспышки кривые интенсивности даются над кривыми площадей. По оси абсцисс отложено время, общее для обоих графиков, по оси ординат шкала интенсивностей дается слева, а шкала площадей — справа. На эскизах, приложенных к графикам вспышек, условно обозначены: 1) очаги вспышек — сплошной черной областью; 2) флоккулы — заштрихованными областями; 3) пятна — контурами с точкой внутри и 4) волокна — просто контурами.

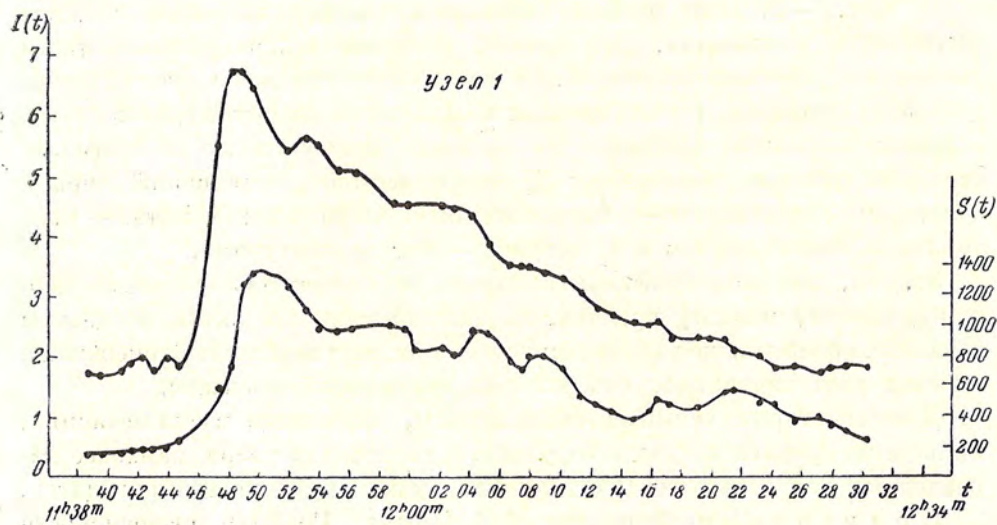
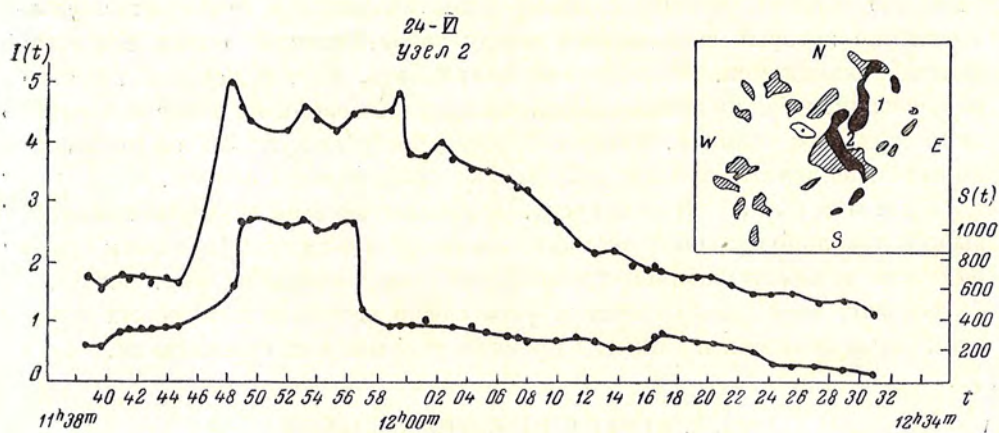
Эскизы, данные к графикам вспышек, не соответствуют какому-либо определенному моменту времени, на них нанесены все активные центры вспышек, возникавшие за все время существования вспышек. Зарисовка на эскизах дает зеркальное отображение фотографий вспышек.

Для некоторых вспышек по причинам, указанным в примечаниях, приведены графики не для всех узлов, а только для узлов, наиболее характерных для вспышки. В отдельных случаях графики не приводятся.

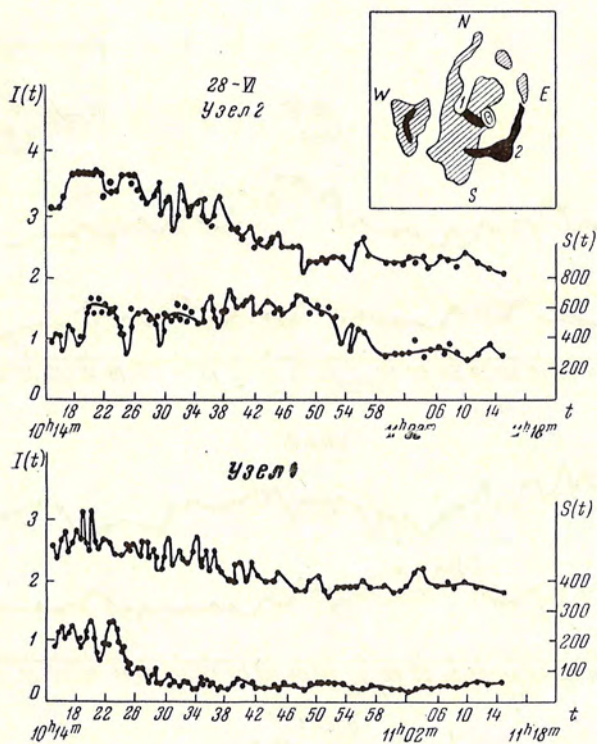
Примечания. Вспышка № 1 4 июня. Графики интенсивности и площади будут даны в XXIII томе.



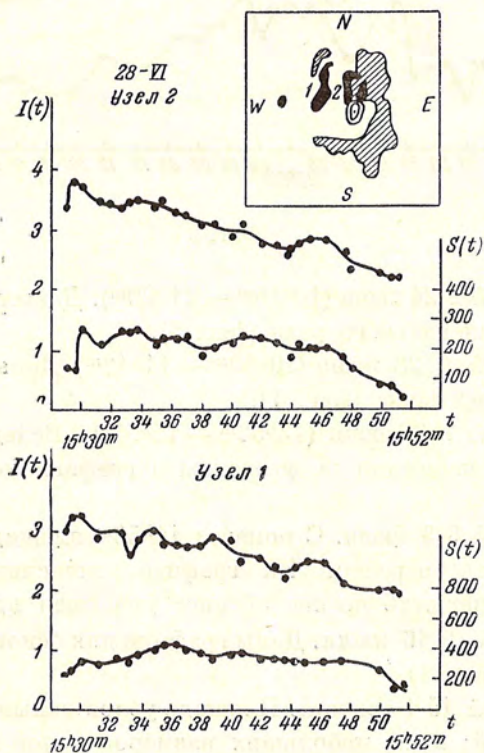
Фиг. 5



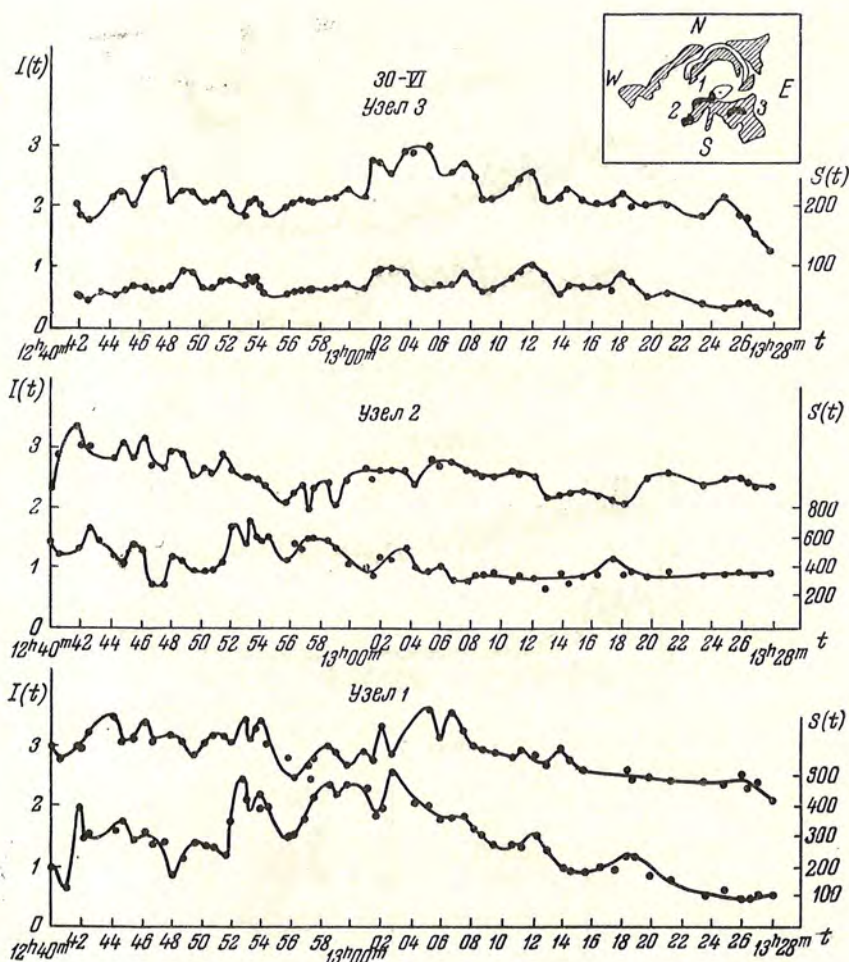
Фиг. 6



Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9

Вспышка № 2 24 июня (10^h16^m — 11^h20^m). Даны графики интенсивности и площади для главного узла (фиг. 5).

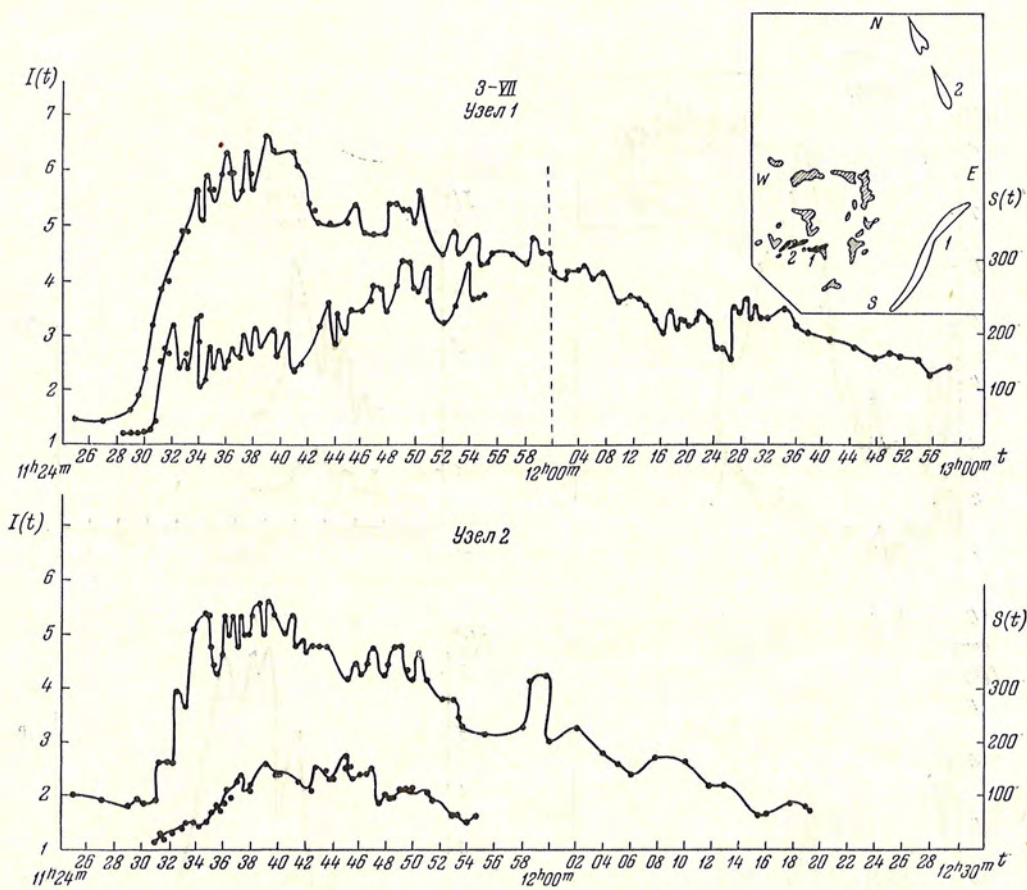
Вспышка № 4 28 июня (10^h30^m — 11^h42^m). Даны графики для двух основных узлов вспышки (фиг. 7).

Вспышка № 7 30 июня (13^h50^m — 15^h03^m). Вследствие плохих условий наблюдения измерения не уверенны и графики интенсивности и площади не даны.

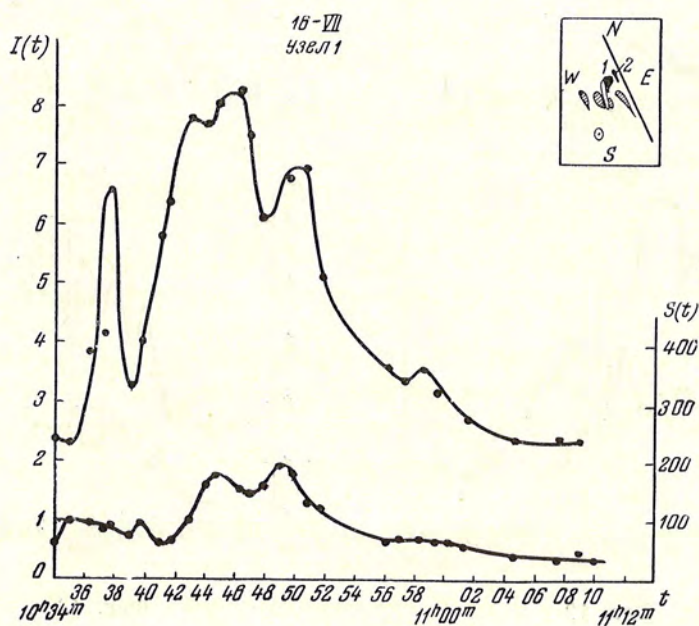
Вспышка № 8 3 июля. С момента 11^h56^m площади обоих узлов нельзя было промерить уверенно. На графике интенсивности для узла 1 с момента 12^h00^m масштаб по оси абсцисс уменьшен вдвое (фиг. 10).

Вспышка № 9 16 июля. Даны графики для основного узла 1. Узел 2 быстро исчез (фиг. 11).

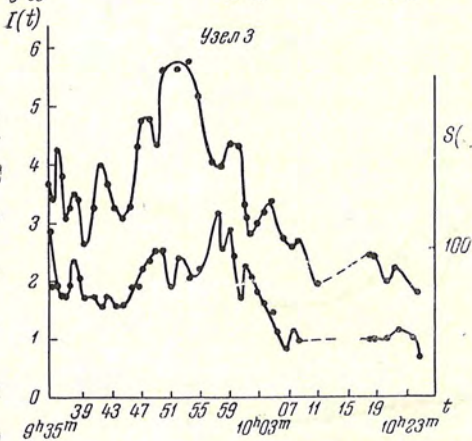
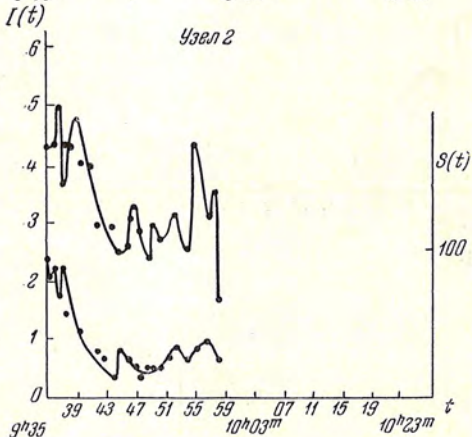
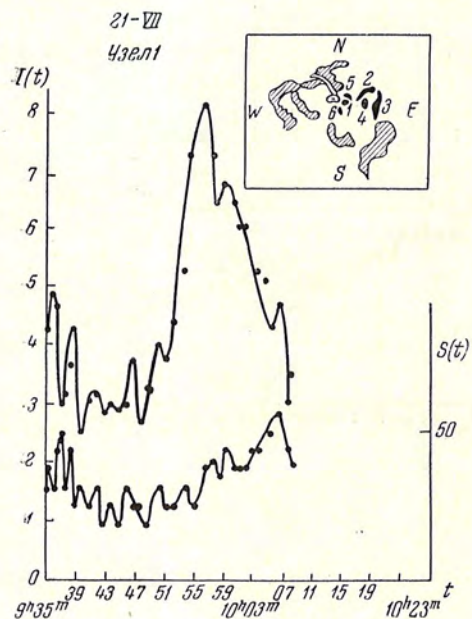
Вспышка № 15 1 августа. Площадь узлов вспышки оставалась примерно постоянной; из-за небольших размеров узлов измерение площади было затруднительно. Графики площади не даны (фиг. 16).



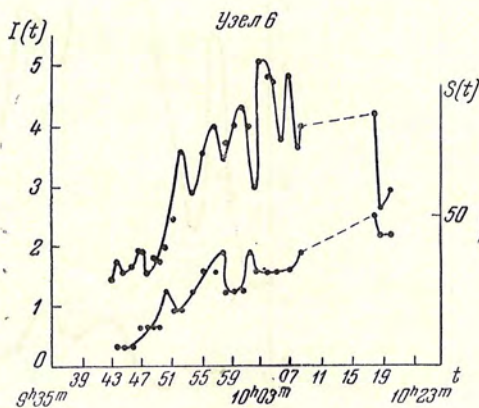
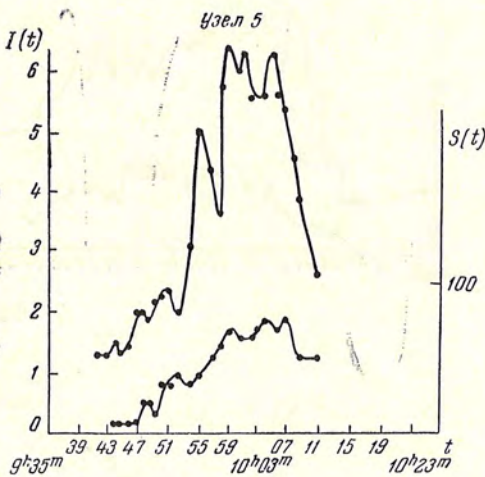
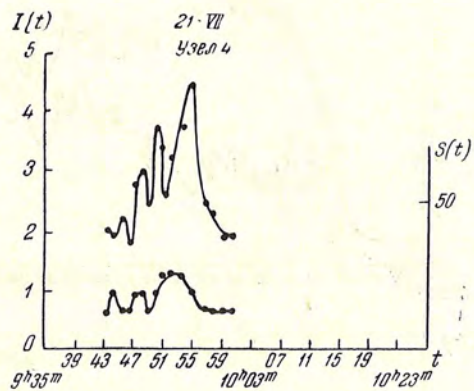
Фиг. 10



Фиг. 11

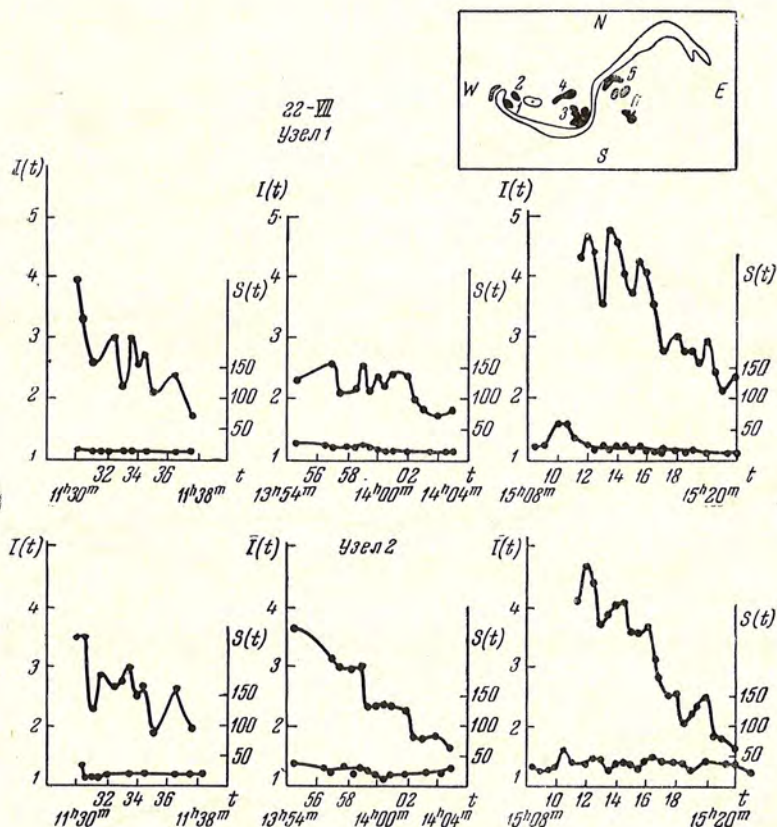


Фиг. 12



Фиг. 13

Вспышка № 16 21 августа. Условия наблюдения были исключительно неблагоприятные из-за плохих изображений и облачности. Измерения



Фиг. 14

интенсивности и площади не следует считать надежными, графики не приводятся.

Вспышка № 18 29 августа. Удалось построить графики для моментов времени, близких к максимуму (фиг. 18, см. примечания к таблице).

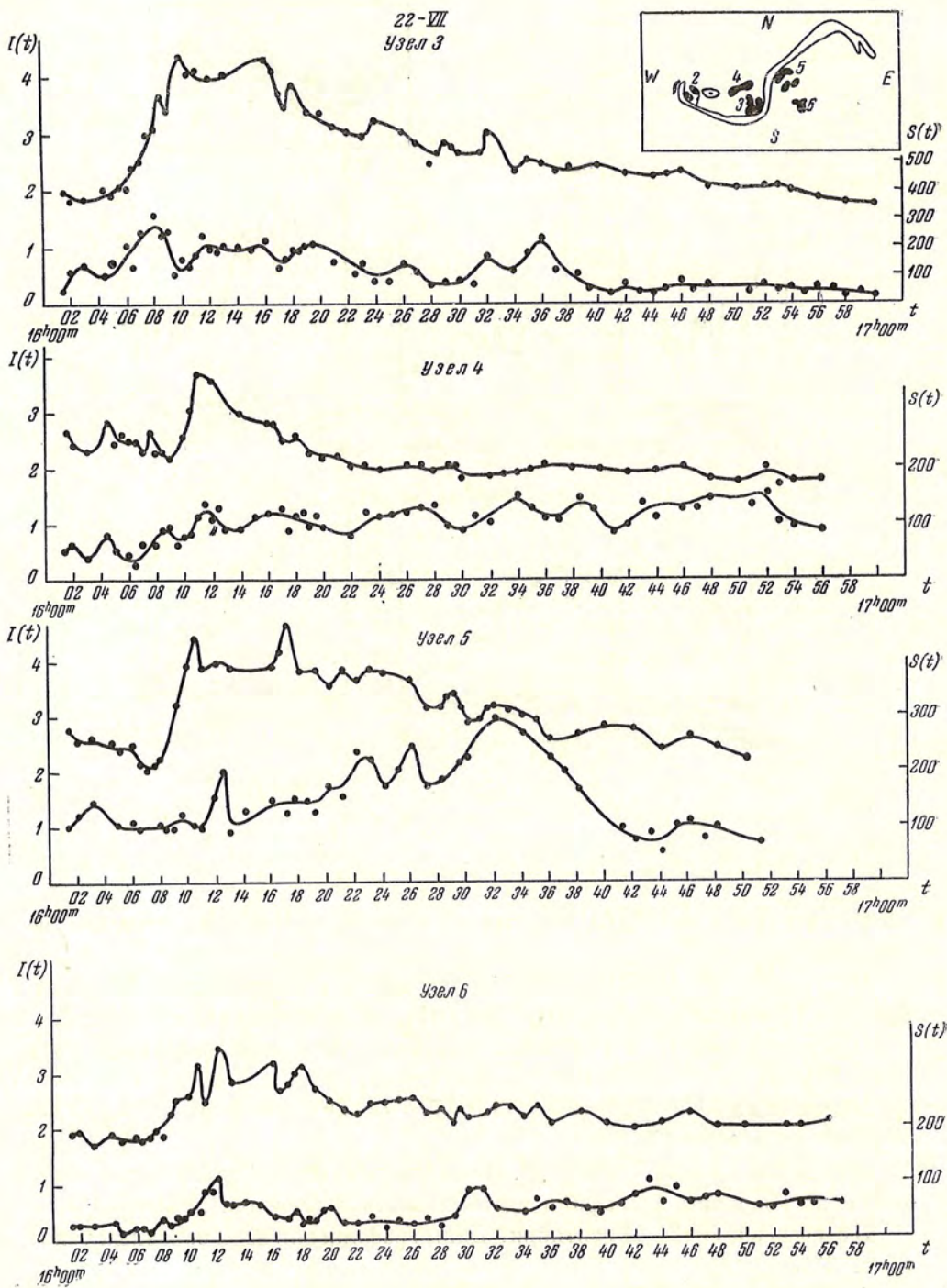
Вспышка № 19 1 сентября. Графики даны для основного узла (фиг. 19).

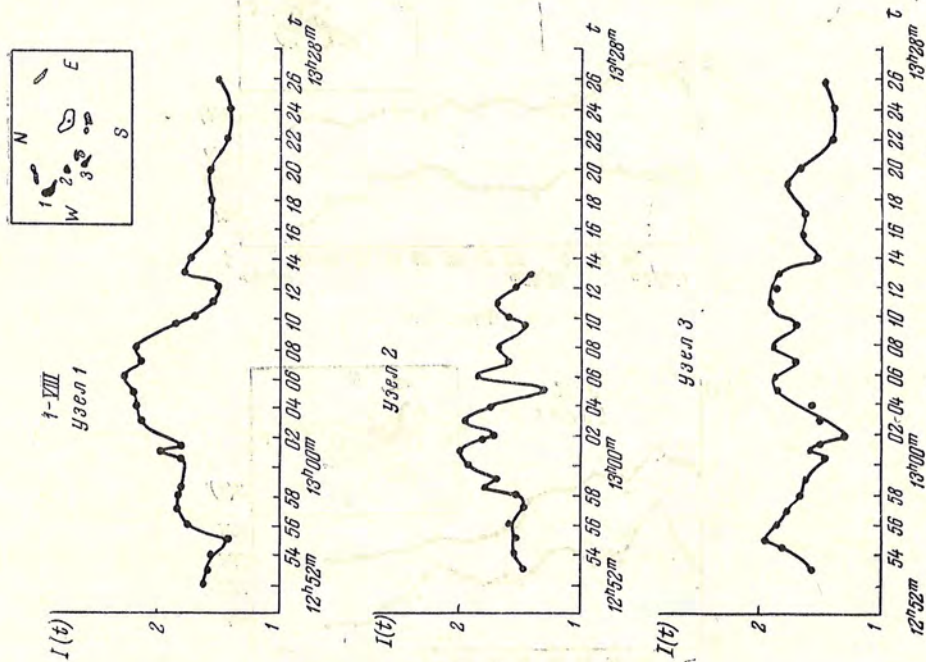
Вспышка № 20 3 сентября (13^h 24^m—14^h 09^m). Графики даны для основного узла (фиг. 20).

Вспышка № 23 9 сентября. Из-за плохих условий наблюдения измерения не уверенны и графики интенсивности и площади не даны.

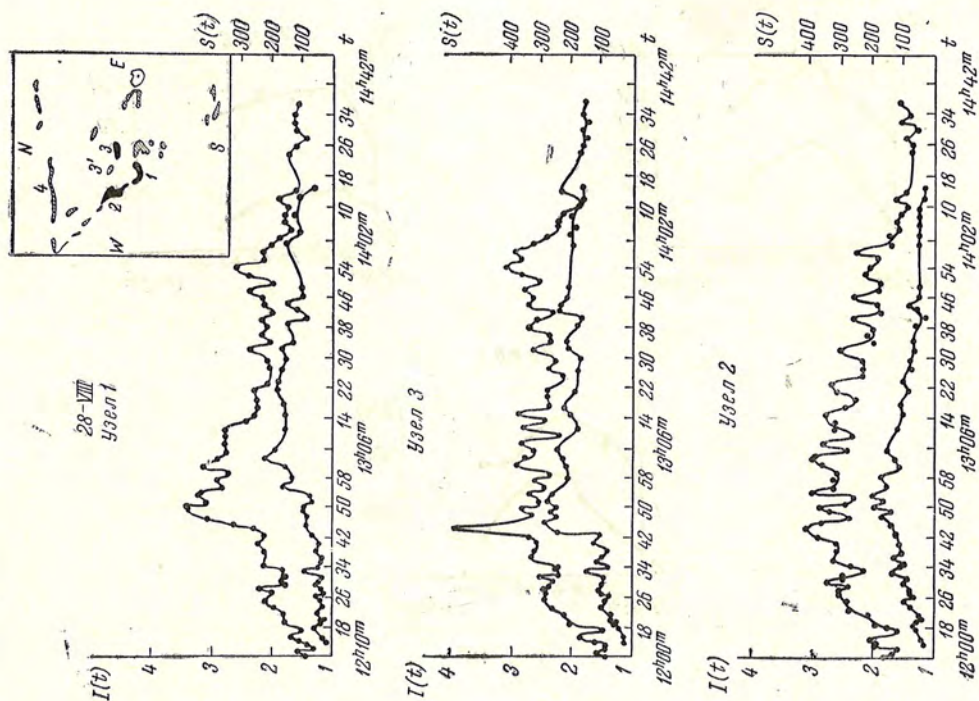
Вспышка № 24 12 сентября. Даны графики для двух основных узлов (фиг. 23).

Вспышка № 25 18 сентября. Наблюдения производились в разрывах облаков. Даны графики интенсивности и площади для двух основных узлов (фиг. 24).

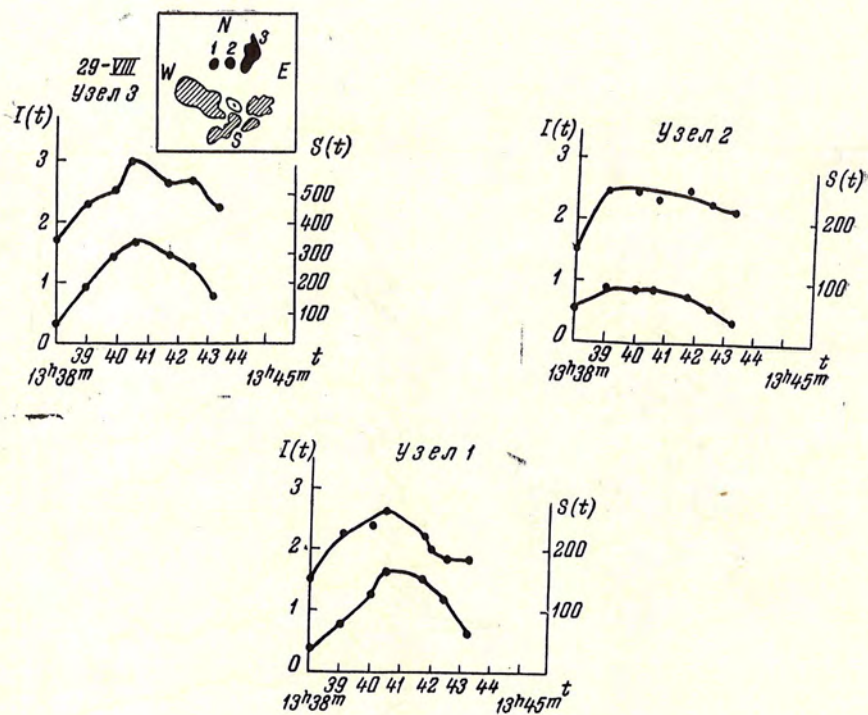




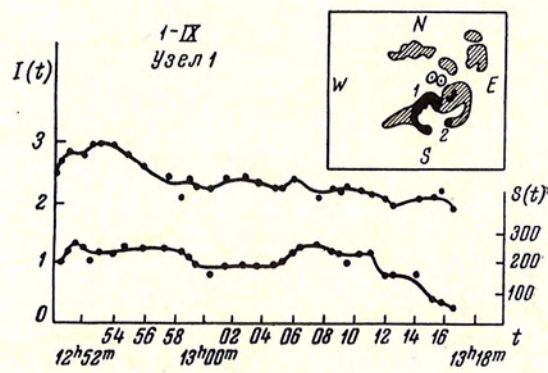
Фиг. 16



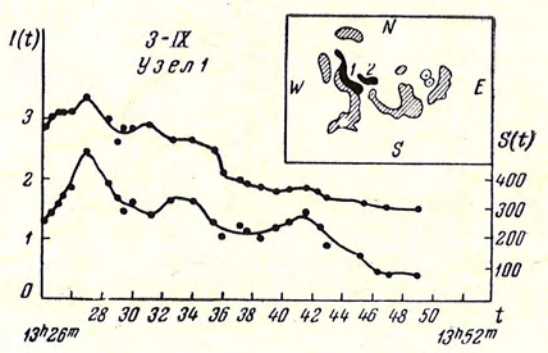
Фиг. 17



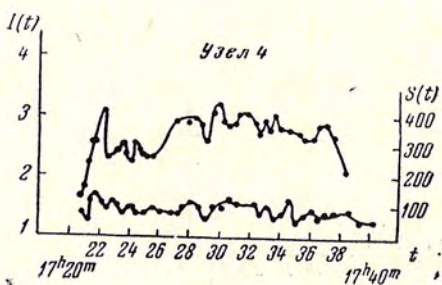
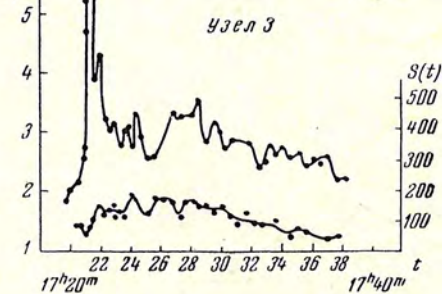
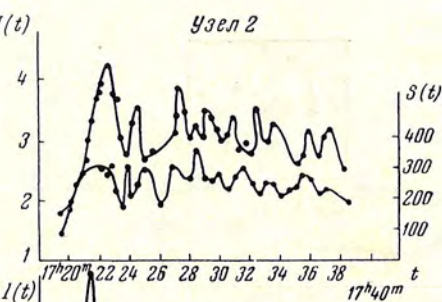
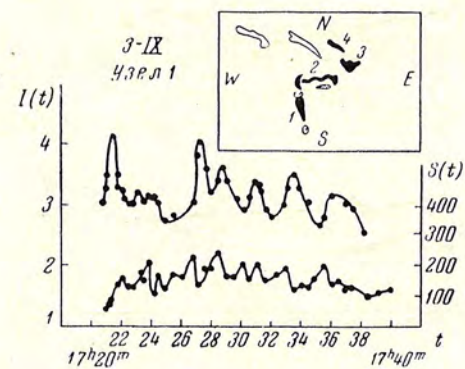
Фиг. 18



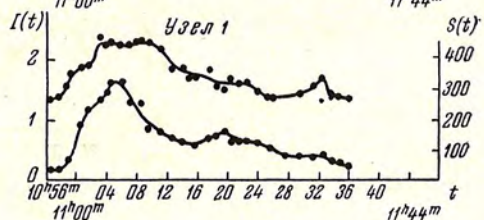
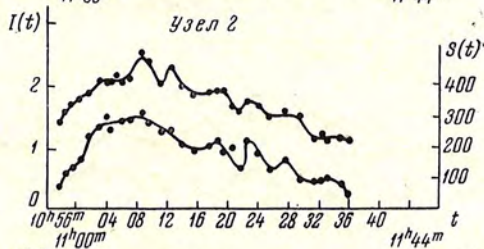
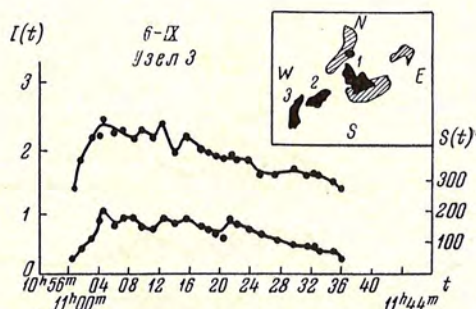
Фиг. 19



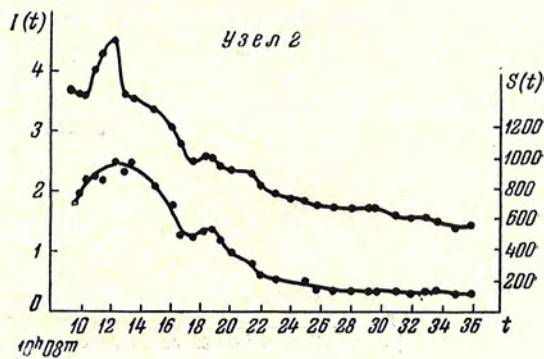
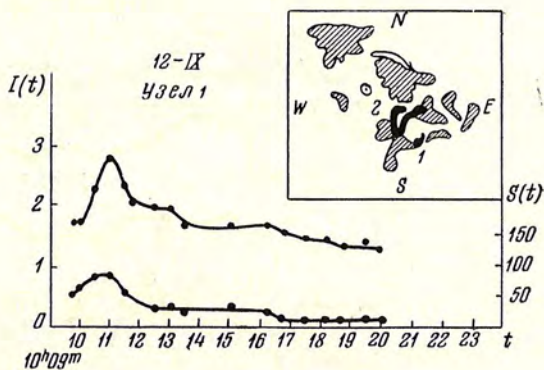
Фиг. 20



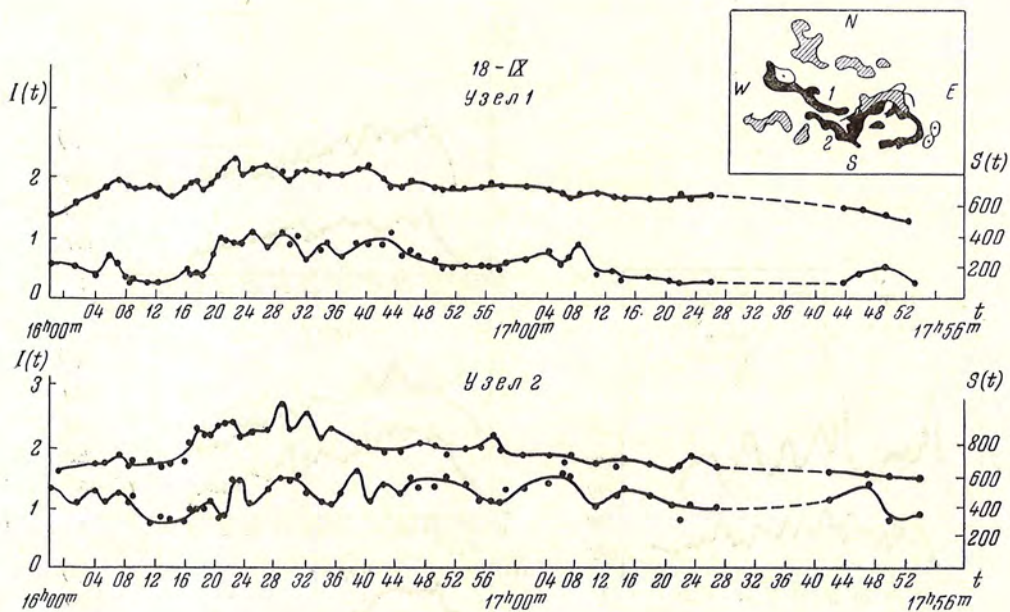
Фиг. 21



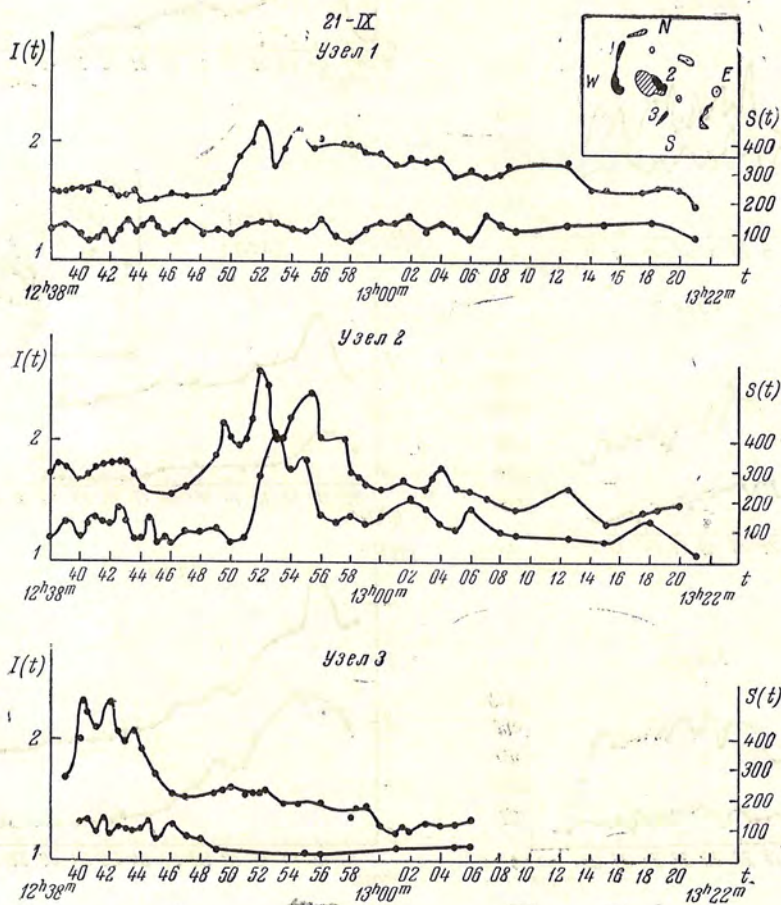
Фиг. 22



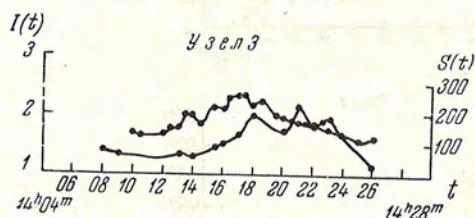
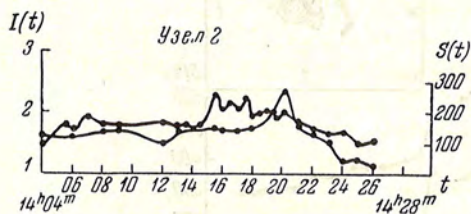
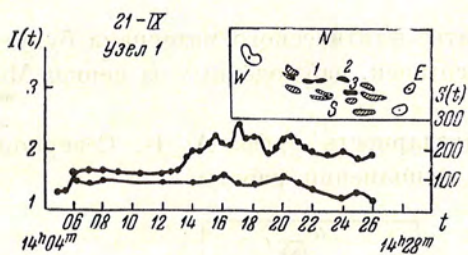
Фиг. 23



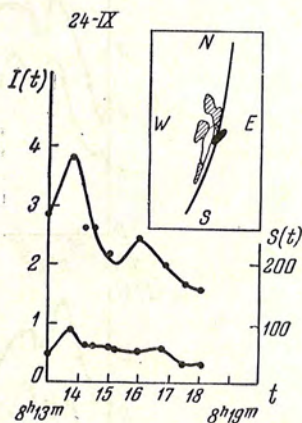
Фиг. 24



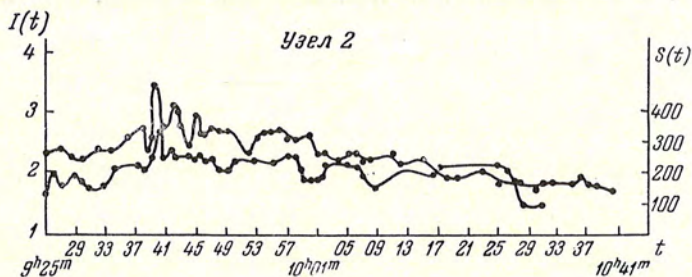
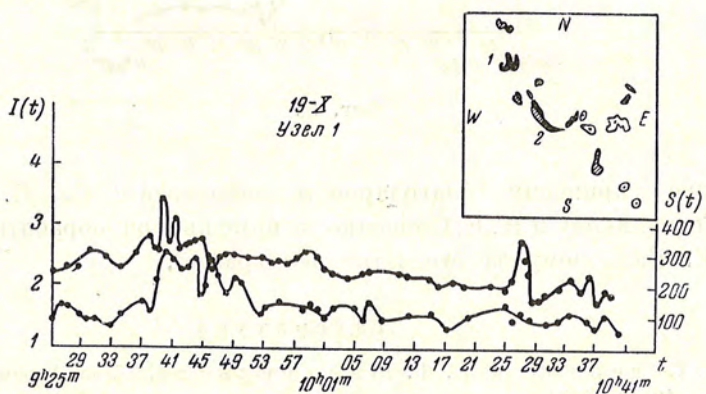
Фиг. 25



Фиг. 26



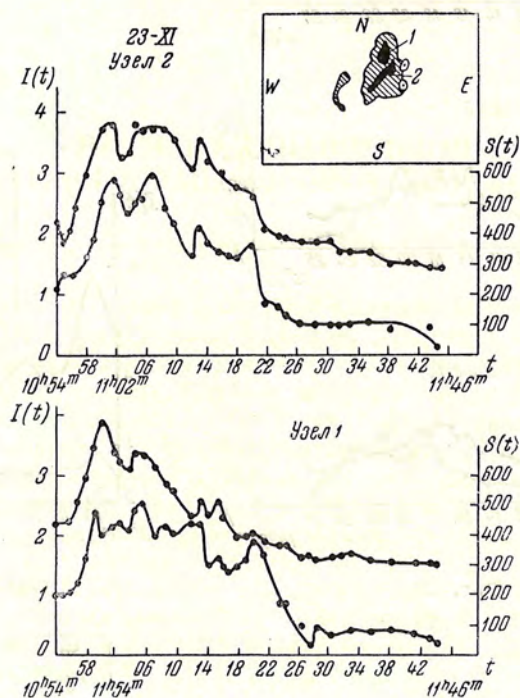
Фиг. 27



Фиг. 28

Выводы из изложенного в статье фактического материала будут произведены после обработки всех вспышек, наблюденных за период Международного Геофизического Года.

В заключение приносим благодарность проф. А. Б. Северному за ценные указания и советы при выполнении работы.



Фиг. 29

Также приносим благодарность лаборантам: С. И. Абраменко, Н. В. Годовникову и Н. Е. Стещенко за помощь при обработке материала и А. Е. Балковому за отпечатки фотографий.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 3, 1954.
2. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 18, 151, 1958.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СИЛЬНЫХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

А. Б. Северный

Крылья балмеровской эмиссии в больших вспышках (балла ≥ 2) состоят из тесного скопления отдельных усов, временами асимметричных. Усы характерны для фазы развития вспышки, а их асимметрия вызывает кажущуюся депрессию одного из далеких крыльев. Проведено измерение контуров крыльев балмеровской эмиссии в шести сильных вспышках (табл. 1, фиг. 1—3) и в некоторых случаях контуров H и K-линий; особый интерес представляют контуры для вспышки над лимбом 2459 (примеры контуров на фиг. 4—6). Показано, что распределение эмиссии в далеких крыльях балмеровской серии в сильных вспышках сильно уклоняется от того, которое было бы в случае действия Штарк-эффекта, даже если принять аномально высокое значения N_2 — числа атомов во 2-м квантовом состоянии (фиг. 7, 11). Напротив, наблюдаемое распределение эмиссии в крыльях показывает отличное согласие с расширением в случае Допплер-эффекта (фиг. 7). Обработка спектров усов вне вспышек приводит к тому же результату (фиг. 8, 9). Наклон прямых в системе осей ($\lg \Delta r_v$, $\Delta \lambda^2$) на фиг. 7—9 позволяет определить $\Delta \lambda_D$. Показано, что найденное таким образом $\Delta \lambda_D / \lambda$ сохраняется практически неизменным для всей балмеровской эмиссии, а также для линий H и K (см. табл. 2). Это показывает, что эмиссия далеких крыльев балмеровской серии и линий H и K в сильных вспышках (возникающая в «ядре» вспышки), равно как и эмиссия усов, расширена в результате Допплер-эффекта — макроскопических движений атомов со скоростями от 80 до 250 км/сек.

Анализ контуров эмиссии линии D_3 во вспышках указывает на очень сильное самопоглощение в этой линии и очень резкий рост отдачи p_λ в глубь вспышки (число атомов ортогелия на периферии вспышки, вероятно, больше $2 \cdot 10^{13}$). Отмечено появление линии парагелия $\lambda 3964,73$ в эмиссии во вспышках. Рассмотрение контура этой линии приводит к оценке турбулентной скорости на периферии вспышки $\xi_t = 15$ км/сек. Отмечена существенная роль электронного удара в возбуждении гелия во вспышках.

AN INVESTIGATION OF THE SPECTRA OF GREAT FLARES, by *A. B. Severny*. — The wings of Balmer emission in great flares (importance ≥ 2) consist of a close clustering of separate moustaches, which are asymmetric from time to time. The moustaches are characteristic of the flash phase of the flare and their asymmetry causes the apparent depression of one of the far wings. Measurements have been made of the wing profiles of Balmer emission of six big flares (table 1, figs. 1—3) and in some cases of the H and K line profiles; the profiles of the flare above the limb 2459 (examples of the profiles, figs. 4—6) being of special interest. It is shown that the emission distribution in the far wings of the Balmer series of great flares deviates largely from that resulting from the Stark effect, even if anomalously high values of N_2 (the number of atoms in the second quantum state) are adopted (fig. 7, 11). On the contrary, the observed emission distribution in the wings is in good agreement with broadening resulting from the Doppler effect (fig. 7). The spectrophotometry of the moustaches appearing outside flares leads to an identi-

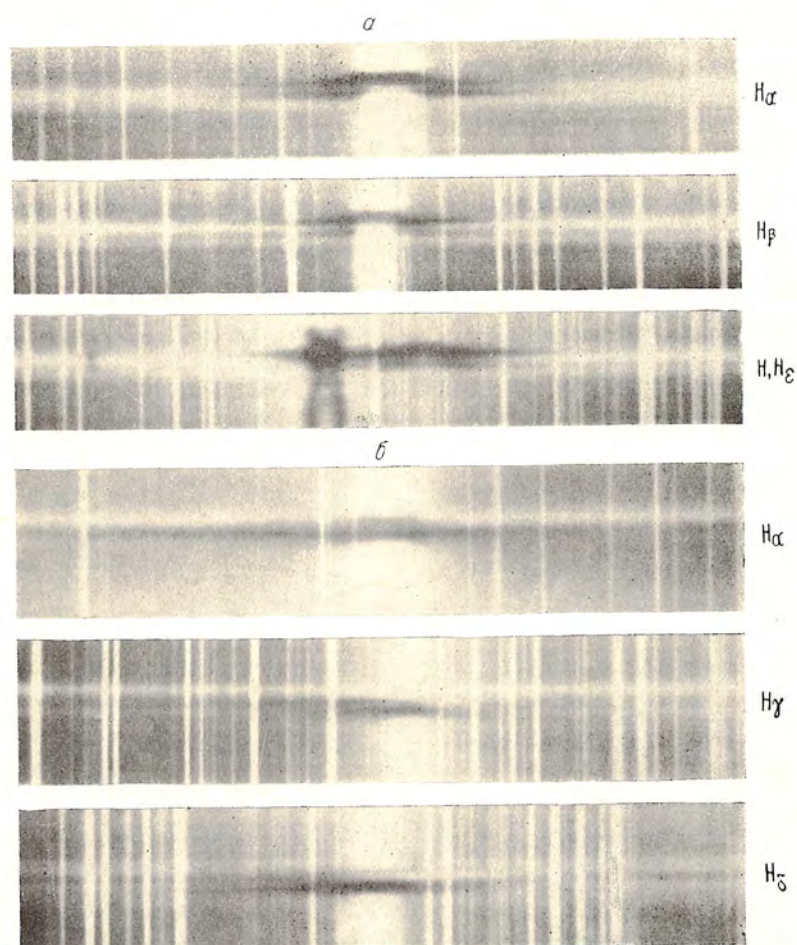
cal result (fig. 8, 9). The inclinations of the straight lines in the $(\lg \Delta r_v, \Delta \lambda^2)$ system of coordinates (fig. 7, 9) permits the determination of $\Delta \lambda_D$. It is shown that $\Delta \lambda_D / \lambda$, derived in such a way, is practically constant for all the Balmer emission and also for the H and K lines (see table 2). This shows that the emission of the far wings of the Balmer series and the H and K lines in great flares (originating in the «core» of the flare) as well as the emission of moustaches are broadened as a result of the Doppler effect — macroscopic motions of atoms with velocities from 80 to 250 km/sec.

The analysis of D₃ emission line profiles in flares points to a very strong selfabsorption in this line and a very sharp increase of emissivity p_λ inside the flare (the number of atoms of orthohelium on the periphery of the flare is probably $> 2 \cdot 10^{13}$). The appearance of the parahelium line λ 3964,73 in emission in flares has been observed. The profile of this line gives a turbulent velocity $\xi_t = 15$ km/sec at the periphery of the flare. The essential role of electronic impacts in the excitation of helium in flares is pointed out.;

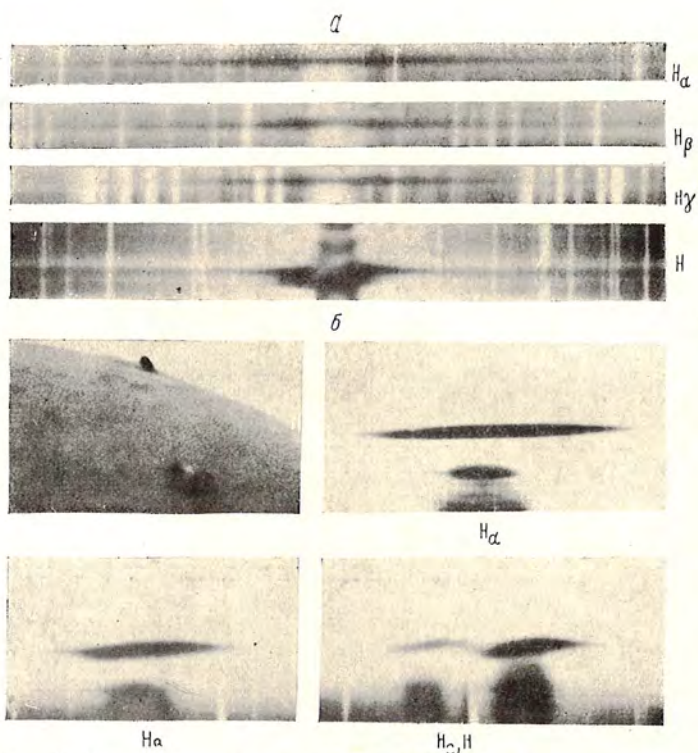
§ 1. СПЕКТРЫ СИЛЬНЫХ ВСПЫШЕК

В 1957 г. на спектрографе Башенного солнечного телескопа с дисперсией 3,6—5 мм/1 Å и разрешающей силой 300—500 тысяч было получено значительное количество спектрограмм сильных вспышек балла ≥ 2 , причем для 5 вспышек эти спектрограммы охватывают фазу наиболее быстрого, предмаксимального развития вспышки (flash-phase) *. Как уже сообщалось в [1], крылья балмеровской эмиссии сильных вспышек в этой фазе состоят из тесного скопления усов различной протяженности (вдоль дисперсии) и яркости, возникающих, вообще говоря, в местах, отличных от тех, где сконцентрирована наиболее сильная эмиссия в ядре линий (о явлении усов см. [2]). Пример этого явления показан на фиг. 1 (вспышка № 2149). К сожалению, фотографии спектров в большинстве своем не дают представления об этой тонкой структуре крыльев вспышек, так как из-за плохого качества изображений отдельные усы, составляющие крылья, сливаются вместе, образуя сплошную ленту эмиссии — сравнительно широкую по высоте спектра, простирающуюся иногда до 10—15 Å. Однако визуальные наблюдения отчетливо показывают, что крылья сильных вспышек иногда состоят из 3—5 усов, временами асимметричных — более протяженных и ярких с одной стороны от линии, чем с другой. С этим эффектом связано то, что в ряде случаев ширина (по высоте спектра) крыльев сильных вспышек неодинакова с красной и синей стороны (это, кстати, свидетельствует о невозможности объяснения образования таких крыльев каким-либо механизмом симметричного расширения). Пример такого эффекта хорошо виден на фиг. 1 для линии H_α вспышки 2149: для вспышки 2450 фотография хотя и не показывает отдельных усов, визуальные наблюдения показали, что с одной стороны усы были сильнее выражены, чем с другой (явление асимметрии усов, см. [2]). Появление односторонних усов (синих или красных) в эмиссии крыльев вспышек и вызывает явление асимметрии крыльев вспышек, в частности «депрессию» и меньшую протяженность синего крыла H_α, отмечавшуюся ранее [3]. Очевидно, что подобная «депрессия», приписанная в [3] погло-

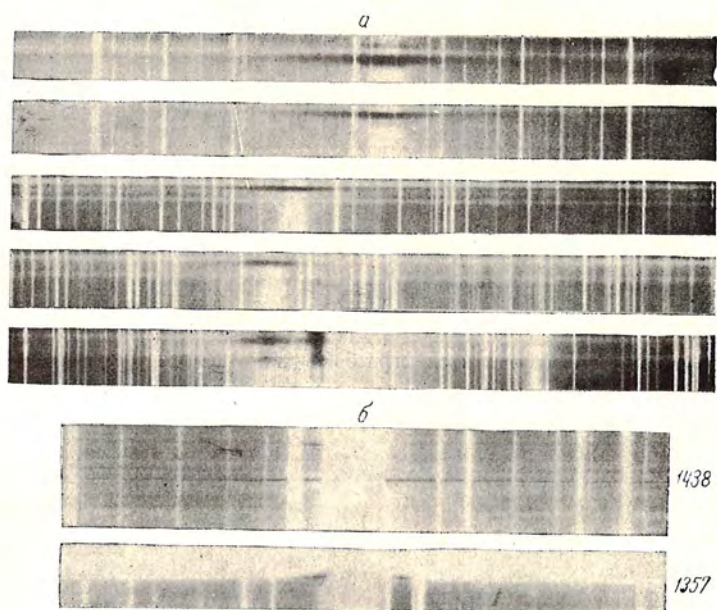
* Большая часть их получена автором с участием В. Л. Хохловой, Т. В. Казачевской и В. Бумбы.



Фиг. 1. Эмиссия в спектре больших вспышек
 α — вспышка 2149, β — вспышка 2450



Фиг. 2. Эмиссия во вспышке 2376—2382 (*a*) и вспышка над линбом 2459 (*б*), слева сверху прямая фотография той же вспышки в лучах H_{α}



Фиг. 3. Эмиссия вспышки 2372 (*a*) и усов 1357 и 1438 (*б*)

Таблица 1

Дата	№ спек- трограммы	Время	Координаты			Балл	Примечания (исследованные линии, осо- бенности спектра, № группы, величина магнитного поля*)
			φ	λ	L		
4.VI 1957 г.	1890	^h ^m 12 07	-20°	+30°	0,51	2+	$H_{\alpha}-H_{\zeta}$, H в эмиссии. Вспышка над пятном, возникла в гр. 64, поле лидера 1900 S; фотометрически неоднородный материал. Из обработки исключена.
16.VII 1957 г.	2149	10 40	+32	-84	0,87	2+	$H_{\alpha}-H_{\zeta}$, H; D ₃ в эмиссии, затем в абсорбции. Эмиссия крыльев состояла из двух усов. Слабый непрерывный спектр. Возникла в гр. 102, поле 2700 S, снята магнитограмма. См. фиг. 1, а.
	2150	10 43					
	2152	10 48					
3.IX 1957 г.	2372	17 30	+25	+33	0,63	3	Очень кратковременная сильная асимметричная эмиссия. Удалось снять только $H_{\alpha}-H_{\gamma}$. Возникла в гр. 150, поле лидера 2000 N, снята магнитограмма. См. фиг. 3.
6.IX 1957 г.	2376	7 25	+23	+65	0,98	2+—3	$H_{\alpha}-H_{13}$, H, K; D ₃ , D ₁ и D ₂ триплет Mg и многие другие линии металлов и их ионов в эмиссии; хорошо выражена непрерывная эмиссия. Вспышка разгоралась 4 раза. Эмиссия крыльев образована 2—3-мя усами. Гр. 150—151, поле лидера ~2000 N, снята магнитограмма. См. фиг. 2, а.
	2377	8 08					
	2378	8 15					
	2379	8 25					
	2381	9 05					
	2382	10 15					
21.IX 1957 г.	2450	8 01	+8	+5	0,07	3	$H_{\alpha}-H_{\epsilon}$, H; D ₃ —в эмиссии, затем в абсорбции, крылья состояли из 3 усов, резко выражена асимметрия эмиссии; гр. 102, поле лидера 2200 N, снята магнитограмма 16.IX 1957 г. См. фиг. 1, б.
24.IX 1957 г.	2459	8 15	—	—	>1	2	Вспышка над краем длилась несколько минут. Удалось получить только H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H. Интенсивность в центре H_{α} ~0,9 интенсивности непрерывного спектра в центре диска. См. фиг. 2, б.

* № группы, где возникла вспышка, и величина магнитного поля лидера даны по каталогу магнитных полей пятен Крымской астрофизической обсерватории. О магнитограммах групп пятен см. [4].

щению в облаке водородных атомов, выброшенных из вспышки, может быть связана с асимметрией усов, составляющих крылья вспышки. Подобная «депрессия» с равным успехом наблюдается не только в синей, но и в красной части крыльев, что связано с различием яркости и протяженности усов, составляющих оба крыла.

Поскольку усы — явление кратковременное (время их жизни — от 4—5^м до 20^м*) и появляются они только во flash-phase, то длительность этой фазы развития вспышки также весьма непродолжительна.

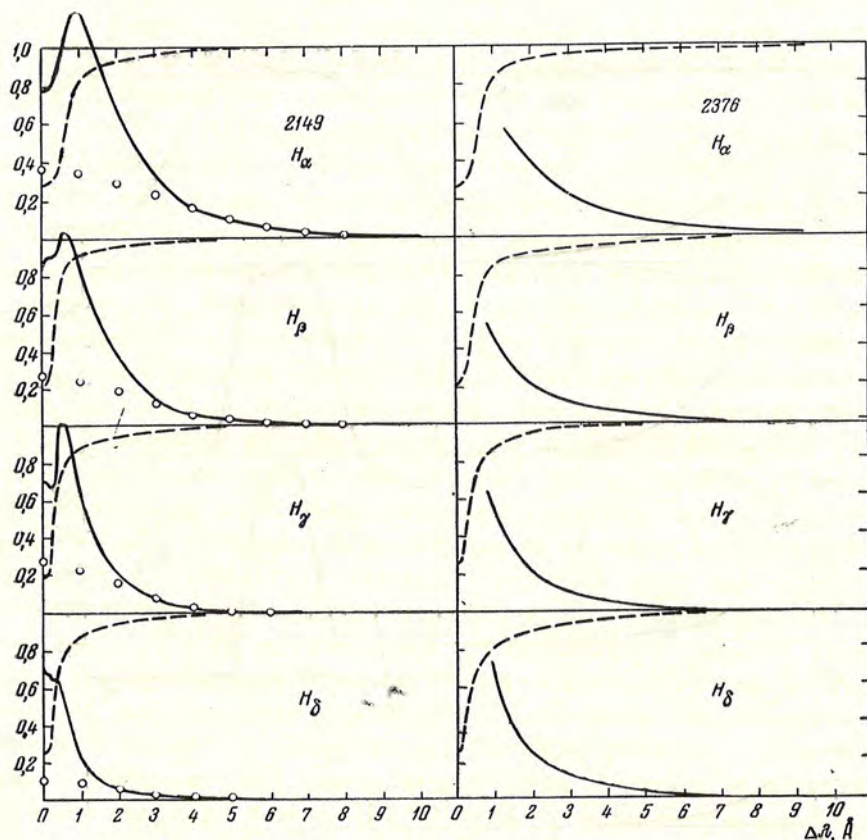
Таким образом, вопрос о природе широких эмиссионных крыльев в сильных вспышках сводится к вопросу о причинах расширения эмиссии в усах. Поэтому наряду с исследованием спектров сильных вспышек, где эта эмиссия очень сильно и хорошо выражена, мы провели также исследование имевшихся у нас наилучших спектрограмм усов, полученных вне вспышек (частично результаты этого исследования в виде контуров эмиссии уже приведены в [2]).

В табл. 1 собраны все данные об исследованных нами спектрах сильных вспышек и приведены (в примечаниях) также характерные их особенности. Спектрофотометрическое исследование контуров было выполнено на саморегистрирующем микрофотометре МФ-4 обычным путем в области вспышки и в невозмущенной части. Обычно получалось два разреза в невозмущенной части — сверху и снизу от вспышки с тем, чтобы учесть изменение невозмущенного контура с расстоянием от центра Солнца ρ , что особенно важно, когда вспышка находится вблизи края. Невозмущенный контур интерполировался к тому расстоянию, на котором находилась вспышка и, поскольку таких контуров обычно было более трех, то выводился средний контур, соответствующий этому расстоянию. Если вспышка была на диске, то из остаточных интенсивностей возмущенного контура (разрез через вспышку) вычитались остаточные интенсивности этого среднего контура и получался контур так называемой «избыточной» эмиссии; примеры таких контуров приведены на фиг. 4—6 (сплошные линии), где также приводятся средние невозмущенные контуры (пунктир). Таким образом для вспышек на диске мы получали величину $\Delta r_v = r_v - r_{v0}$ (r_v и r_{v0} — остаточные интенсивности линии во вспышке и соседнем, невозмущенном месте). В ряде случаев можно было построить контуры семи бальмеровских линий: от H_α до H_ζ и H_{13} , однако для двух последних линий результаты весьма неуверенные из-за сильного блендирования и большой неопределенности в проведении невозмущенного контура r_{v0} . Для всех вспышек, указанных в табл. 1, были получены также контуры эмиссии в линиях H и K и линии D_3 (если таковая имела, см. ниже § 3).

Большей частью съемка всей серии Бальмера занимает не более 1—2^м, поэтому в отдельных случаях контуры линий для сильных, длительных вспышек меняются мало от одной пластинки к другой (например, № 2149—52, 2376—82, отчасти 2450). В этих случаях, когда отличие последовательных контуров незначительно превышало ошибки измерений, мы проводили осреднение отдельных контуров. Так, например, для вспышки 2149 контуры, приведенные на фиг. 4, получены осреднением двух-трех контуров, а для вспышки 2376—82 — путем осреднения четырех контуров (кроме H_δ , где вошло три контура). Более того, поскольку эмиссия в этих случаях была симметричной, можно было

* Согласно любезному письменному сообщению д-ра Молера, среднее время жизни этих образований $\sim 9^m$.

с успехом построить среднее распределение эмиссии для синего и красного крыла. Таким образом, в этих случаях контуры крыльев эмиссии, представленные на фиг. 4—5, весьма надежны, так как базируются фактически на 6—8 независимых контурах. Поскольку, однако, в центре линии эти отдельные контуры могут заметно отличаться один от другого, мы в этих случаях не приводим хода интенсивности



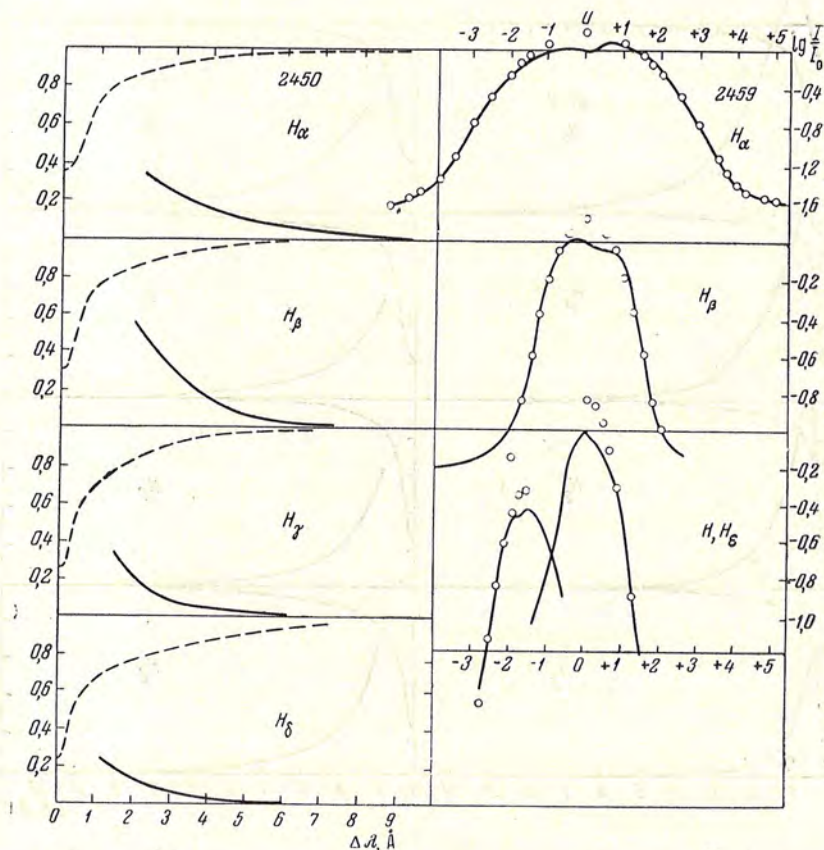
Фиг. 4. Контуры бальмеровской эмиссии во вспышках 2149 (слева) и 2376 (справа)

Кружками отмечен теоретический доплеровский контур для вспышки 2149 согласно данным табл. 2; пунктиром — невозмущенные контуры соседней атмосферы

в ядре линии (вспышка 2450, 2376—82). Вообще вопрос об эмиссии в ядрах линий вспышек подлежит особому рассмотрению, которое было дано в недавней работе [5].

Особое место в нашем материале занимает вспышка над краем Солнца № 2459 (фиг. 2, б) — случай, для которого, насколько нам известно, в первые получены спектрограммы. Эти спектрограммы представляют собой исключительно редкую возможность для изучения эмиссии в вспышке в чистом виде, без влияния «подложки», т. е. искаженного в какой-то, неизвестной нам, мере обрабатываемого слоя, для которого мы условно принимаем в качестве контура линии — невозмущенный контур r_{v_0} (как это имеет место в случае вспышки на диске). Очевидно, что

подобное предположение неизбежно отягощено какой-то неизвестной и неоцененной ошибкой, связанной с условностью деления всего процесса на два слоя: слой вспышки, находящийся над обрабатываемым слоем, и обрабатывающий слой, на который вспышка не оказывает воздействия. В случае вспышки 2459 мы полностью свободны от подобного рода ошибок, поэтому эта вспышка представляет очень большой интерес. Для нее



Фиг. 5. То же, что на фиг. 4, но для вспышек 2450 и вспышки над лимбом 2459; для этой вспышки контуры приведены в единицах максимальной интенсивности в центре линии (кружки — доплеровский контур по данным табл. 2)

приведены контуры в единицах центральной, максимальной интенсивности (к сожалению, спектр края Солнца не получился, см. фиг. 2, б). Поскольку, однако, для этой вспышки был одновременно получен H_α -кинофильм на внезатменном коронографе КГ-1 (см. фиг. 2, б), то можно было определить максимальную интенсивность в единицах интенсивности непрерывного спектра центра солнечного диска следующим образом.

Величину I_0 — наибольшую интенсивность в центре линии вспышки над краем можно определить из измерений интенсивности линии H_α на кинофильме следующим образом. Измерения кинофильма дают нам

величину

$$\alpha = \frac{I_{\text{всп}}}{I_{\text{хр}}(\rho)},$$

где $I_{\text{всп}}$ — интенсивность вспышки, а $I_{\text{хр}}(\rho)$ — интенсивность соседней невозмущенной хромосферы на данном расстоянии ρ от центра. Распределение интенсивности в невозмущенном месте диска есть

$$I_{\lambda\text{хр}}(\rho) = r_v I_{\text{сп}}(\rho),$$

где r_v — остаточная интенсивность. Через узкополосный фильтр пройдет

$$\int p_{\lambda} I_{\lambda\text{хр}}(\rho) a d\lambda,$$

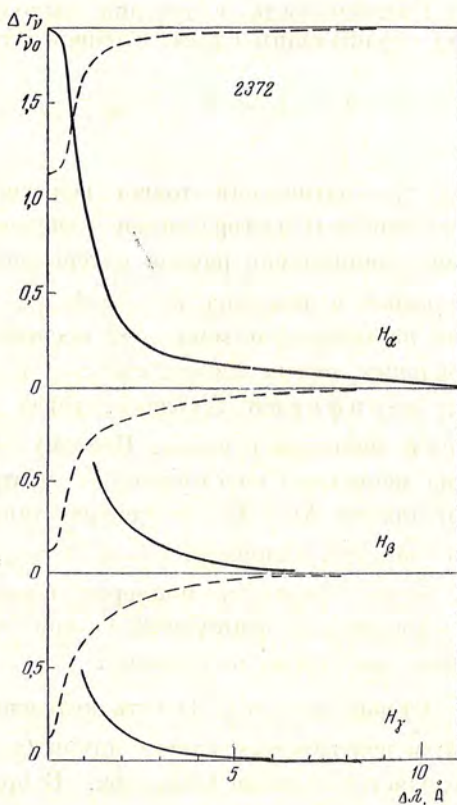
где p_{λ} — контур полосы пропускания фильтра, а a — поглощение в атмосфере, инструменте и т. д. Таким образом

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\int p_{\lambda} I_{\lambda\text{всп}}(\rho) a d\lambda}{\int p_{\lambda} I_{\lambda\text{хр}}(\rho) a d\lambda} = \\ &= \frac{\int p_{\lambda} I_{\lambda\text{всп}}(\rho) d\lambda}{\int p_{\lambda} r_v I_{\text{сп}}(\rho) d\lambda}. \end{aligned}$$

Но $I_{\lambda\text{всп}} = I_0 r'_v$, где r'_v — контур эмиссии вспышки (в единицах I_0), представленный на фиг. 5. Таким образом

$$\alpha = \frac{I_0}{I_{\text{сп}}(\rho)} \cdot \frac{\int r'_v p_{\lambda} d\lambda}{\int r_v p_{\lambda} d\lambda} \equiv q \frac{I_0}{I_{\text{сп}}}$$

$$\text{и } I_0 = \frac{\alpha}{q} I_{\text{сп}}(\rho). \quad (1.1)$$



Фиг. 6. То же, что на фиг. 4, но для вспышки 2372

При измерениях было выбрано место с $\rho = 0,93$, так что $I_{\text{сп}}(\rho) = 0,73 I_{\text{сп}}(0)$; величина q находится графическим интегрированием ($q = 1,465$), причем для r_v был взят контур H_{α} для этого расстояния согласно [6]. Так как измеренная величина $\alpha = 1,995$, то нетрудно из (1.1) найти $I_0 = 0,8 I_{\text{сп}}(0)$ для первого, основного спектра. Для второго — I_0 в 1,15 раз больше, чем I_0 для первого и составляет $0,92 I_{\text{сп}}(0)$. Интенсивность в центре линии H_{β} составляла $0,53 I_{\text{сп}}(0)$. Таким образом интенсивность линейной эмиссии была близка к интенсивности вспышки балла 1,5 — 2, а ширина крыльев H_{α} ($\sim 7\text{\AA}$) свидетельствовала скорее о том, что вспышка имела балл 2.

В настоящей работе основное внимание мы обращаем на далекие крылья сильных вспышек. Исследование эмиссии в ближних крыльях

(до 5 Å) и в центральных частях было нами выполнено недавно [5]. Эта последняя эмиссия возникает преимущественно в периферийных «хромо-сферных» слоях вспышки и ее расширение связано, как показано в [5], со Штарк-эффектом (см. ниже).

§ 2. АНАЛИЗ КОНТУРОВ БАЛЬМЕРОВСКОЙ ЭМИССИИ И ЛИНИЙ Н И К В СПЕКТРАХ СИЛЬНЫХ ВСПЫШЕК И УСОВ

Интенсивность излучения, выходящего из вспышки, располагающейся над обращаемым слоем, в общем случае определяется выражением:

$$I_{\lambda} = I_{\lambda 0} e^{-\tau_{\lambda}} + \int_0^{\tau_{\lambda}} p_{\lambda} e^{-\tau_{\lambda}} d\tau_{\lambda} = I_{\lambda 0} e^{-\tau_{\lambda}} + \bar{p}_{\lambda} (1 - e^{-\tau_{\lambda}}), \quad (2.1)$$

где τ_{λ} — оптическая толщина вспышки (с учетом множителя $\sec \theta$), $I_{\lambda 0}$ — интенсивность в сфере линии — «подложки» обращаемого слоя под вспышкой, принимаемая равной интенсивности невозмущенной атмосферы возле вспышки, а величина $\bar{p}_{\lambda} = \bar{j}_{\lambda}/k_{\lambda}$ (j_{λ} — отдача, k_{λ} — коэффициент поглощения на единицу объема, если пренебрегать процессами рассеяния). В центральных частях линии, где $\tau_{\lambda} \gg 1$, излучение исходит главным образом из периферии вспышки, тогда как в далеких крыльях ($\tau_{\lambda} \ll 1$) — от всей вспышки в целом. Поэтому, как отмечено в [5], величина $\bar{p}_{\lambda}$ должна меняться с расстоянием от центра линии $\Delta\lambda$. Тогда на достаточном расстоянии $\Delta\lambda \geq \Delta\lambda_0$ от центра линии, где вспышка достаточно прозрачна (так что, например, $1 - e^{-\tau_{\lambda}} \approx \tau_{\lambda}$, с точностью до 3—5%), величина $\bar{p}_{\lambda}$ будет сохранять примерно постоянное (для всех $\Delta\lambda \geq \Delta\lambda_0$) значение. Следовательно, формула (2.1) при $\bar{p}_{\lambda}$, не зависящем от $\Delta\lambda$, справедлива лишь для крыльев линий.

Второй член в (2.1) есть интенсивность излучения собственно вспышки; в центральных частях линии ($\tau_{\lambda} \gg 1$) она равна $\bar{p}_{\lambda} = \bar{j}_{\lambda}/k_{\lambda}$ т. е. определяется законом Кирхгофа. В крыльях ($\tau_{\lambda} \ll 1$) эта интенсивность будет (если процессы рассеяния не играют роли)

$$I_{\lambda} = \bar{p}_{\lambda} \tau_{\lambda} = \frac{\bar{j}_{\lambda}}{k_{\lambda}} \tau_{\lambda} = \frac{\bar{n}_k h \nu_{k2} A_{k2}}{4\pi \bar{n}_2 S_v} n_2 S_v H \varphi_{\lambda} = \frac{N_k h \nu_{k2} A_{k2}}{4\pi} \varphi_{\lambda}, \quad (2.2)$$

где $\bar{n}$ — среднее число атомов на 1 см³, H — линейное протяжение слоя вспышки, а φ_{λ} — функция распределения эмиссии или поглощения внутри линии, так что (см. [6])

$$S_v = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda_0^2 / k_2 \varphi_{\lambda}. \quad (2.3)$$

В случае расширения вследствие Доплер-эффекта и затухания

$$\varphi_{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} \left[e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} (1 - 2vF(v)) \right], \quad v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}, \quad (2.4)$$

а в случае расширения вследствие Штарк-эффекта (см. [7]):

$$\varphi_{\lambda} = \frac{S(\alpha)}{F_0} \approx \frac{C'_n}{\alpha^{5/2}}, \quad \alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0}, \quad F_0 = 2,61 \text{ en}_e^{2/3}, \quad (2.5)$$

если $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$. Здесь C'_n имеют следующие значения

n	3	4	5	6	7	8
$C'_n \cdot 10^{-5}$	1,282	3,534	5,949	9,730	14,66	19,40

Если, далее, I_0 есть интенсивность непрерывного спектра, то иначе (2.1) можно записать так

$$\Delta r_v = (\bar{p}'_\lambda - r_{v0})(1 - e^{-\tau_\lambda}), \quad (2.6)$$

где $\Delta r_v = r_v - r_{v0}$ — «избыточная эмиссия» вспышки в сфере линии, r_{v0} — остаточная интенсивность в невозмущенном контуре — величины, приведенные на фиг. 4 — 6.

Рассмотрим теперь вопрос о происхождении эмиссии далеких крыльев. Так как эти крылья представляют собой усы или группы усов, то эта эмиссия едва ли может быть расширена благодаря Штарк-эффекту, хотя бы по причине ее асимметрии (с красной и синей стороны), незначительного уменьшения ее ширины с увеличением номера в Бальмеровской серии и ряда других признаков, на которые указано в [2]. Но мы все-таки допустим, что причиной расширения эмиссии в далеких крыльях сильных вспышек и в усах является Штарк-эффект, и выясним, можно ли добиться при этом предположении сколько-нибудь удовлетворительного согласия с наблюдениями. В случае расширения благодаря Штарк-эффекту величина $\Delta\lambda_0$ в том месте, где отличие $1 - e^{-\tau_\lambda}$ и τ_λ порядка 3—5% (т. е. возможной фотометрической ошибки), определяется следующей таблицей (для линии H_α ; температура $T = 11000^\circ$, $p_e = 50$ бар, а $\tau_\lambda = \bar{N}_2 s_v$, где $N_2 = \bar{n}_2 H$ — среднее число атомов во втором квантовом состоянии в колонке с основанием 1 см², а s_v — атомный коэффициент поглощения; см. [8]):

N_2	$\Delta\lambda_0, \text{ \AA}$
$5 \cdot 10^{16}$	7,0
10^{16}	5,0
$5 \cdot 10^{15}$	3,5
10^{15}	1,75

Отсюда видно, что если $N_2 \leq 10^{16}$, то вспышка достаточно прозрачна для того, чтобы в области $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$ (где $\Delta\lambda_0 \leq 5 \text{ \AA}$) можно было считать (для линии H_α)

$$\Delta r_v \approx (\bar{p}'_\lambda - r_{v0}) \tau_\lambda, \quad (2.7)$$

где $\bar{p}'_\lambda$ не зависит от $\Delta\lambda$. (Допущение $N_2 \leq 10^{16}$ — временное, в дальнейшем мы покажем, что в случае $N_2 \geq 10^{16}$ штарковское распределение интенсивности в крыльях, согласно строгой формуле (2.6), также противоречит

наблюдениям, как и в случае $N_2 \leq 10^{16}$.) Для остальных линий бальмеровской серии эта величина $\Delta\lambda_0$ еще меньше, чем приведенная в этой таблице.

Для таких вспышек, как 2149, где крылья эмиссии выходят далеко за пределы крыльев невозмущенной линии поглощения — в область непрерывного спектра ($r_{v0} = 1$), величина избыточной эмиссии (2.7) просто пропорциональна τ_λ и будет изменяться также как φ_λ , т. е. падать как $\Delta\lambda^{-5/2}$ с расстоянием от центра линии. Для вспышки над краем 2459 интенсивность в крыльях дается непосредственно формулами (2.2) и (2.5) (в случае штарковского расширения). В остальных случаях, когда, строго говоря, нужно учитывать в (2.7) изменение r_{v0} , положение более сложное. Однако и в этих случаях ход эмиссии в крыльях в основном будет определяться ходом τ_λ , так как $1 - r_{v0}$ на больших расстояниях от центра линии изменяется как τ_λ' — оптическая толщина невозмущенной атмосферы, куда также входит штарковский коэффициент (2.3), (2.5), так что ведущим членом в (2.7) будет тот, который изменяется как $\Delta\lambda^{-5/2}$.

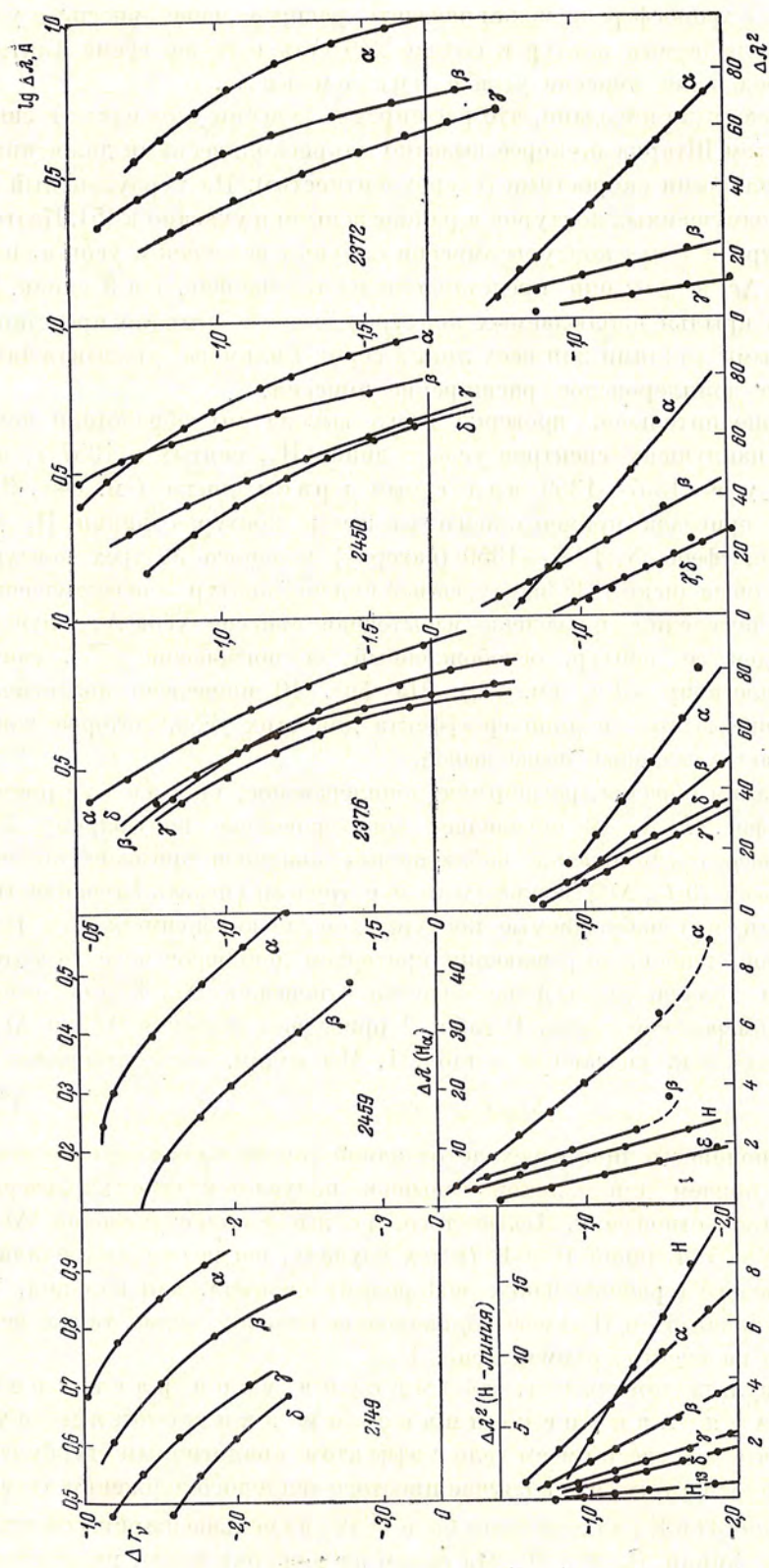
Таким образом, в прозрачной части крыльев (усов) интенсивность (или Δr_v) должна убывать по закону $\Delta\lambda^{-5/2}$ или очень близкому к этому, так что в системе осей $\lg I_\lambda$ и $\lg \Delta\lambda$ измеренные контуры линий (при $\Delta\lambda > \Delta\lambda_0$) должны быть практически прямолинейны.

На самом деле, как это показывает фиг. 7, имеют место серьезные отклонения от штарковского контура. Это расхождение нельзя устранить ни при каких предположениях о p_e и N_2 , если даже принять, что в таких далеких крыльях играет роль самопоглощение (см. ниже). Для проверки того, насколько данный результат является типичным для сильных вспышек, имеющих усы, мы провели аналогичное рассмотрение для контуров усов вне вспышек по нашим наблюдениям 1956 — 1957 гг. (частично уже проведенному в [2]). На фиг. 8 приведен пример аналогичного положения с контурами усов в системе осей $\lg I_\lambda$, $\lg \Delta\lambda$. Здесь были использованы контуры, исправленные за поглощение в солнечной атмосфере $e^{-\tau_\lambda \sec \theta}$ (см. [2]), считая среднюю глубину залегания ядер усов (в частотах непрерывного спектра) $\bar{\tau} = 0,5$ (для далеких крыльев подобная поправка не играет, однако, существенной роли). Характерно, что ни для одного из более чем 30 контуров не получилось согласия со штарковским контуром; в особенности показательны в этом отношении усы над краем диска № 246, где влияние подложки исключено и мы имеем дело с эмиссией усов в «чистом» виде.

В этом случае усов в хромосфере, как нетрудно видеть

$$I_\lambda(\text{ус}) - I_\lambda(\text{хр}) = \frac{i_\lambda}{k_\lambda} e^{-\tau_\lambda} (1 - e^{\Delta\tau_\lambda}) = \epsilon_\lambda e^{-\tau_\lambda},$$

где ϵ_λ — собственная эмиссия усов, а $\tau_\lambda = N_2 s_v$. N_2 — число двухквантовых атомов в тангенциальной колонке хромосферы. Если принять $N_2 = 5 \cdot 10^{13}$, а для s_v взять выражение для Допплер-эффекта и затухания при $T = 5740^\circ$, то легко видеть, что фактор $e^{-\tau_\lambda}$ становится практически равным 1 при $\Delta\lambda \geq 1 \text{ \AA}$. Между тем эмиссия усов простирается более чем на $5 \text{ \AA}$, причем резко выражена асимметрия этой эмиссии. Таким образом,



Фиг. 7. Сравнение наблюдаемых для сильных внешних контуров эмиссии в крыльях с эффектом Штарка (наверху) и эффектом Доплера (внизу)

поглощение в хромосфере не может исказить распределение эмиссии в усах, так что наблюдаемый контур в случае 246 есть в то же время фактическое распределение эмиссии усов в чистом виде.

В [2] уже было показано, что расширение эмиссии усов едва ли связано с эффектом Штарка и скорее вызвано макроскопическими движениями атомов с большими скоростями («турбулентность»). На турбулентный характер невозмущенных контуров в районе вспышки указано в [5]. Поэтому мы рассмотрели те же контуры эмиссии сильных вспышек и усов в системе осей $\lg \Delta r_v$ и $\Delta \lambda^2$; они представлены на тех же фиг. 7 и 8 внизу. Мы видим, что крылья наблюдаемых контуров эмиссии отлично представляются прямыми линиями для всех линий серии Бальмера, указывая таким образом на доплеровское расширение эмиссии.

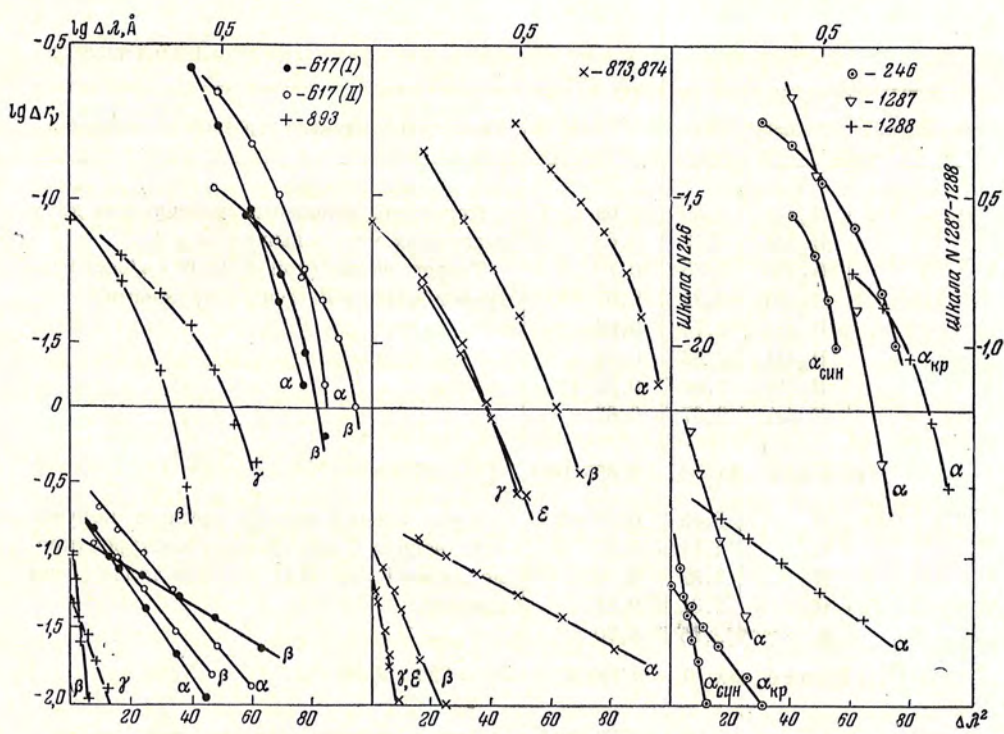
Для дополнительной проверки этого вывода мы обработали также несколько наилучших спектров усов в линии H_α , снятых в 1957 г. и, в частности, усов 1357—1359 над самым краем диска (см. фиг. 3,б). На фиг. 9 приведен пример одного из шести контуров линии H_α для усов в хромосфере № 1357—1359 (наверху) и одного из трех контуров линии H_α усов на диске 1438 (внизу, самый нижний контур — невозмущенной линии H_α ; посередине приведена избыточная эмиссия усов Δr_v , пунктиром проведен ее контур, освобожденный за поглощение $e^{-\tau_{\lambda_0}}$, считая глубину залегания $\sim 0,5$, см. [2]). На фиг. 10 приведено аналогичное сопоставление штарк- и доплер-эффекта для этих усов, которое также подтверждает указанный выше вывод.

Если, таким образом, расширение доплеровское, то наклон прямых линий на фиг. 7, 8, 10 определяет доплеровскую полуширину $\Delta \lambda_D$. Если хорошее представление наблюдаемых контуров прямыми линиями в системе осей $(\lg I_\lambda, \Delta \lambda^2)$ можно (хотя и с трудом) считать случайностью, т. е. считать, что наблюдаемые контуры хорошо аппроксимируются гауссовой кривой ошибок, то решающим критерием доплеровского характера расширения должно явиться постоянство отношения $\Delta \lambda_D/\lambda$ для разных членов бальмеровской серии. В табл. 2 приведены значения $\Delta \lambda_D$ и $\Delta \lambda_D/\lambda$ для всех вспышек, указанных в табл. 1. Мы видим, что соотношение

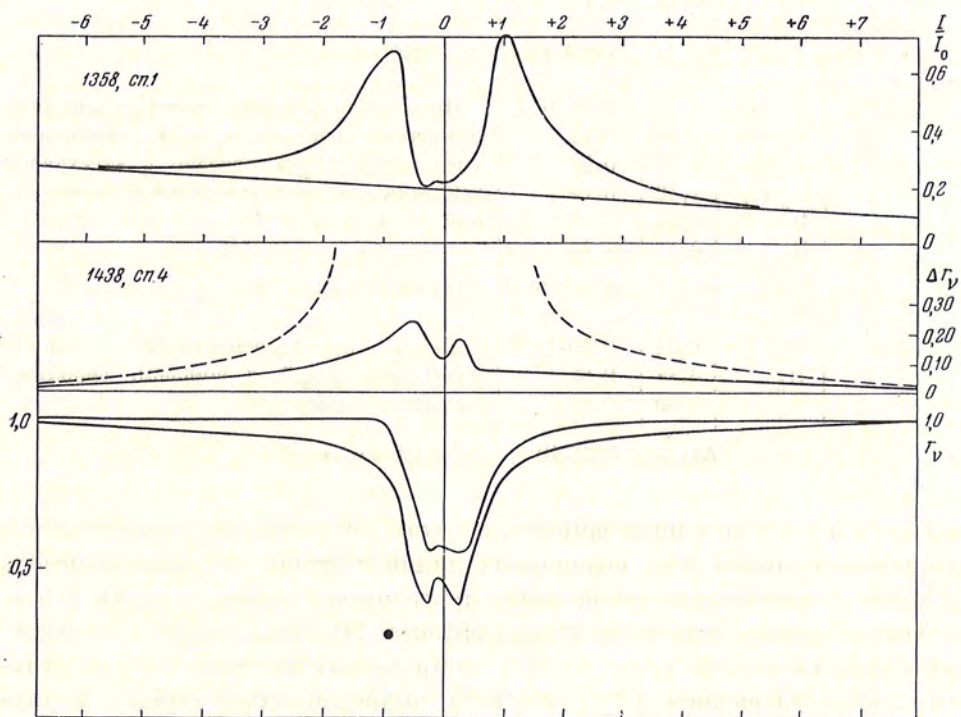
$$\Delta \lambda_D/\lambda = \text{const} \quad (2.8)$$

хорошо выполняется при переходе от одной линии бальмеровской серии к другой, причем для каждой вспышки получается свое характерное значение этого отношения. Более того, те же самые значения $\Delta \lambda_D/\lambda$ получаются и для линий H и K (в тех случаях, когда они наблюдались) такого тяжелого (сравнительно с водородом) элемента, как кальций. То, что усы в линии H и H_ϵ имеют одинаковую ширину, видно также непосредственно на спектрограммах (фиг. 1 а).

Этот результат показывает, что эмиссия усов расширена благодаря макроскопическим движениям атомов. То, что мы здесь имеем дело с эффектом, аналогичным «турбулентности», следует из того, что в случае простого теплового движения атомов, ширины линий H и K кальция были бы в $\sqrt{42}$ раз меньше ширины соседних водородных линий H_δ , H_ϵ , H_ζ . На самом же деле они имеют практически



Фиг. 8. Сравнение эмиссии в крыльях усов (по материалам 1956 г., см. [2]) с эффектом Штарка (наверху) и эффектом Допплера (внизу)



Фиг. 9. Примеры контуров усов в хромосфере № 1358 (наверху) и надиске № 1438 (посередине). Внизу соответствующие контуры линии H_α в усав № 1438 (верхний) и невозмущенной атмосфере (нижний)

№ вспышки	Линия	$\Delta\lambda_D$	$\Delta\lambda_D/\lambda$	Примечания, «средняя турбулентная» скорость
2149—2152	$H_\alpha(a)$	4,50	$0,69 \cdot 10^{-3}$	Приведены отдельные значения для двух различных мест вспышки a и b . Теоретические (при $\xi_t = 207$ км/сек) контуры показаны на фиг. 4 кружками.
	$H_\alpha(b)$	4,12	0,63	
	H_β	3,38	0,70	
	$H_\beta(b)$	3,24	0,67	
	$H_\gamma(a)$	2,74	0,63	
	$H_\delta(a)$	2,53	0,64	
	$H_\delta(b)$	2,64	0,62	
	$H(a)$	2,67	0,67	

Среднее $\Delta\lambda_D/\lambda = 0,655 \cdot 10^{-3}$; $\xi_t = 207$ км/сек

2376—2382	H_α	5,43	$0,88 \cdot 10^{-3}$	Здесь каждый контур крыльев получен осреднением 6 независимых контуров (кроме линии К, где был измерен только один контур).
	H_β	4,11	0,85	
	H_γ	3,32	0,76	
	H_δ	3,32	0,81	
	К	2,75	0,70	

Среднее $\Delta\lambda_D/\lambda = 0,790 \cdot 10^{-3}$; $\xi_t = 250$ км/сек

2450	H_α	5,03	$0,77 \cdot 10^{-3}$	Взяты средние контуры для синего и красного крыла (в том месте, где эмиссия симметрична).
	H_β	3,39	0,70	
	H_γ	3,14	0,72	
	H_δ	3,14	0,76	

Среднее $\Delta\lambda_D/\lambda = 0,738 \cdot 10^{-3}$; $\xi_t = 234$ км/сек

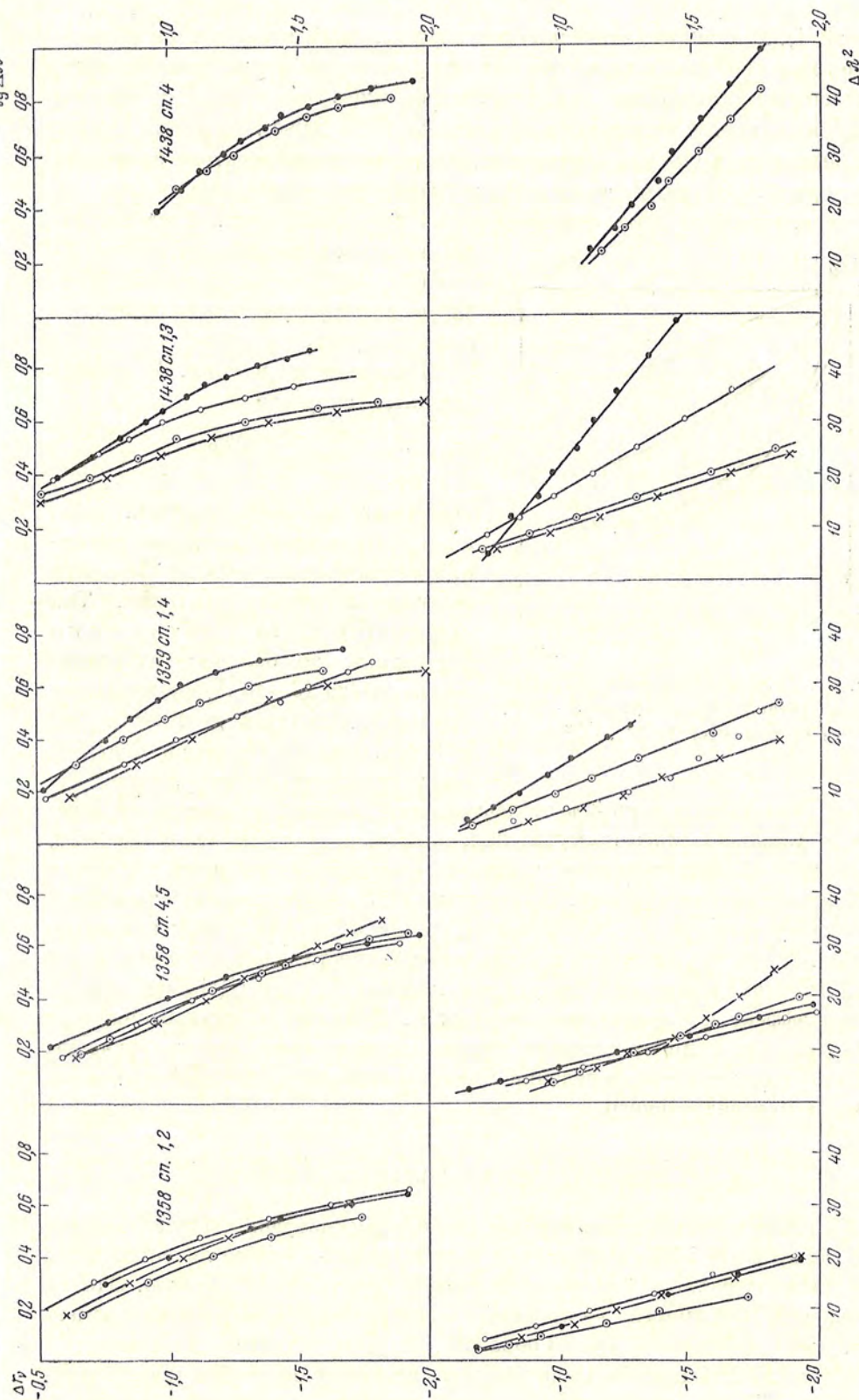
2459	$H_\alpha(1)$	1,73	$0,26 \cdot 10^{-3}$	Приводятся отдельно значения для двух различных спектров H_α и H_β . Небольшое уменьшение $\Delta\lambda_D/\lambda$ связано с затуханием вспышки при последовательной съемке линий от H_α к Н.
	$H_\alpha(2)$	2,01	0,31	
	$H_\beta(1)$	1,30	0,27	
	$H_\beta(2)$	1,16	0,24	
	H_ε	0,74	0,19	
	Н	0,77	0,19	

Среднее $\Delta\lambda_D/\lambda = 0,244 \cdot 10^{-3}$; $\xi_t = 78$ км/сек

2372	H_α	6,31	$0,90 \cdot 10^{-3}$	Ввиду кратковременности вспышки уменьшение $\Delta\lambda_D/\lambda$ с номером, вероятно, связано с погасанием.
	H_β	3,18	0,65	
	H_γ	3,00	0,69	

Среднее $\Delta\lambda_D/\lambda = 0,75 \cdot 10^{-3}$; $\xi_t = 238$ км/сек

о д и н а к о в у ю с ними ширину. Об этом же свидетельствуют примеры одинаковых ширин усов водородных линий и линий Fe, приведенные в [2]. Это обстоятельство также резко противоречит предположению о расширении эмиссии усов из-за Штарк-эффекта. Наконец, на фиг. 11 приведены зависимости $\lg I_\lambda$ от $\Delta\lambda^2$ для штарковских контуров с очень сильным самопоглощением ($N_2 = 5 \cdot 10^{16}$), вычисленных по строгой формуле (2.6) при помощи таблиц [8] (пренебрегая изменением r_{v0} , т. е. для достаточно широких крыльев, выходящих из сферы линий поглощения и для случая вспышки над краем; интенсивность в центре нормирована



Фиг. 10. Сравнение эмиссии в крыльях усов (№ 1353—1359, 1438) с эффектом Штарка (наверху) и эффектом Доплера (внизу).

Точки и точки в кружках относятся к меньшему номеру спектра, крестики и кружки — к большему номеру спектра; крестики и точки в кружках — синее крыло, кружки и точки — красное крыло

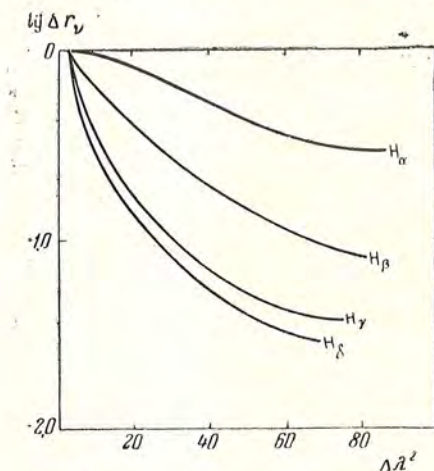
равной 1). Мы видим, что в плоскости $(\lg I_\lambda, \Delta\lambda^2)$, где наблюдаемые контуры для всех членов бальмеровской серии хорошо представляются прямыми линиями, штарковские контуры с сильным самопоглощением заметно отличаются от прямых. Если даже для линии H_α эти отклонения от прямой не существенны и могут маскироваться ошибками наблюдений, то для остальных линий они уже слишком заметны для того, чтобы не быть обнаруженными при измерениях. Следовательно,

и в случае сильного самопоглощения ($N_2 \approx 10^{17}$) механизмом штарковского расширения нельзя объяснить эмиссию усов.

Приведенные в табл. 2 «турбулентные» скорости

$$\xi_t = c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$$

указывают на очень мощные, типа взрыва макроскопические движения со скоростями от 80 до 250 км/сек светящихся атомов вспышки. Так как эмиссия крыльев оптически тонкая, то большая их протяженность (до 10—15 Å) указывает на скорости, достигающие до 1000 км/сек и более. Однако на очень больших расстояниях от центра линии, где



Фиг. 11. Теоретические контуры крыльев для Штарк-эффекта ($N_2 = 5 \cdot 10^{16}$) в системе осей $\lg \Delta r_v, \Delta\lambda^2$

интенсивность падает до 3% от центральной, возникают иногда отклонения от доплеровского контура, как, например, в случае вспышки 2459, где подобный эффект нельзя отнести за счет неточности учета подложки в области далеких крыльев. Во вспышке 2459 эти отклонения становятся уже заметными при $\Delta\lambda \geq 4 \text{ Å}$ (для H_α) и $\Delta\lambda \geq 2,5 \text{ Å}$ (для H_β); как видно из фиг. 7, они указывают на падение интенсивности гораздо более медленное, чем по любому известному для крыльев закону (Доплер-эффект, Штарк-эффект и естественное затухание). Причина возникновения этих очень слабых пологих крыльев неясна, но возможно, что они связаны с отклонениями в распределении макроскопических движений по скоростям от максвелловского.

§ 3. О ЛИНИЯХ ГЕЛИЯ В СИЛЬНЫХ ВСПЫШКАХ

Поведение линий гелия требует особого рассмотрения. Появление линии гелия D_3 ($\lambda 5876$) в абсорбции во вспышках — частое явление. Даже во вспышках балла < 2 можно нередко наблюдать эту абсорбцию. Однако появление D_3 в эмиссии — явление сравнительно редкое и кратковременное: оно характерно главным образом для фазы развития сильных вспышек балла ≥ 2 . Однако и здесь эта эмиссия довольно слабая и мало контрастная. Наилучшим образом линия D_3 гелия в эмиссии была выражена

у вспышки возле края 2149. На фиг. 12,а представлен наблюдаемый контур этой линии во вспышке (кружки) и средний контур соответствующего спектрального участка в невозмущенной атмосфере, по соседству от вспышки (точки). На первый взгляд может показаться, что два максимума эмиссии обязаны своим происхождением триплетной структуре линий ортогелия. Для λ 5876 мы имеем следующие лабораторные длины волн триплета (в скобках указаны относительные интенсивности):

- а) 5875,618 (5)
- б) 5875,650 (3)
- в) 5875,989 (1)

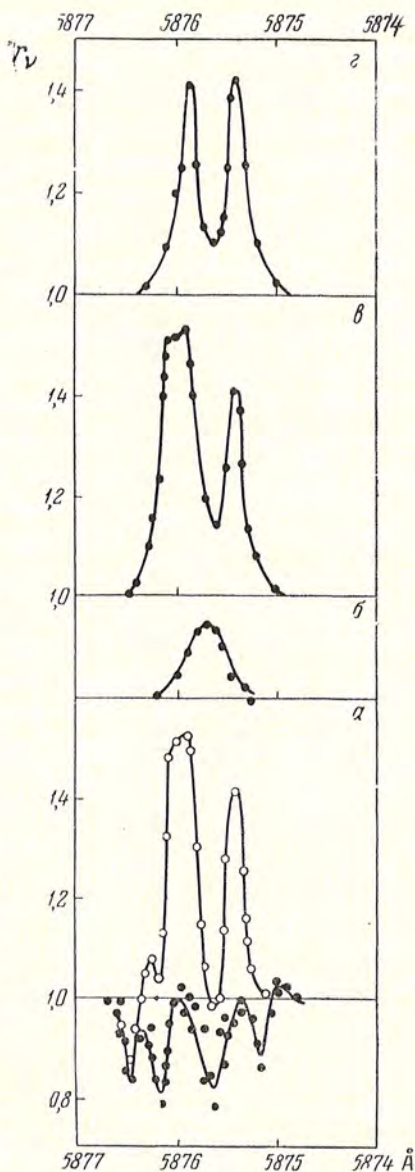
Составляющие а) и б) не разрешаются на отдельные в нашем спектрографе ($\Delta\lambda = 0,032 \text{ \AA}$) из-за их уширения (разрешающая сила в этой области $\sim 0,02 \text{ \AA}$). Поэтому мы должны бы наблюдать дублет с составляющими (в лабораторной системе длин волн):

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{\text{син}} (\text{лаб}) &= 5875,634 (8) \\ \lambda_{\text{кр}} (\text{лаб}) &= 5875,989 (1) \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Расстояние между составляющими должно быть равно $0,355 \text{ \AA}$, а отношение интенсивностей 8 : 1. Следовательно, две линии эмиссии на фиг. 12,а нельзя считать компонентами этого дублета уже потому, что наблюдаемый красный компонент ярче синего. Далее наблюдаемая длина волны красной составляющей $\lambda = 5875,975$; если учесть влияние бленд атмосферных линий (контур на фиг. 12,в), то для этой составляющей получается $\lambda = 5876,025$. В среднем длина волны красной компоненты получается

$$\lambda_{\text{кр}} = 5876,00,$$

что практически совпадает с лабораторной длиной волны этой компоненты. Таким образом, более сильная составляющая наблюдаемого контура эмиссии обязана своим происхождением красной, самой слабой, компоненте триплета.



Фиг. 12. Контур эмиссии в линии D_3 во вспышке 2149

а — наблюдаемый, б — контур D_3 в соседней хромосфере, в — контур, освобожденный от бленд, г — контур синей, более сильной компоненты D_3 .

Что касается синей, слабой составляющей наблюдаемой линии D_3 , то ее измеренная длина волны $\lambda 5875,425$ расходится практически на $0,2 \text{ \AA}$ с длиной волны синей составляющей триплета (3.1). В то же время длина волны наблюдаемого провала яркости между обеими яркими линиями $\lambda 5875,603$ практически совпадает с длиной волны синего, более сильного компонента (3.1). Более того, на фиг. 12,б приведен контур той же линии D_3 в спектре хромосферы на краю диска неподалеку от вспышки, который также получился на наших спектрограммах. Так как линия D_3 в хромосфере едва ли обременена сильным самопоглощением и основной вклад в эмиссию D_3 в хромосфере делает синяя, сильная (в восемь раз более яркая) компонента «дублета» (3.1), то можно считать, что длина волны хромосферной эмиссии D_3 близко соответствует длине волны синей компоненты. Для хромосферной же эмиссии получается $\lambda 5675,70$. Это значение близко соответствует длине волны интересующего нас провала интенсивности $\lambda 5875,603$, хотя и несколько смещено в красную сторону. Близкое соответствие провала интенсивности положению хромосферной эмиссии непосредственно видно на фиг. 12. Таким образом, наиболее естественно считать, что этот провал интенсивности есть не что иное, как ядро типа H_3 , K_3 — сильного самопоглощения в синей компоненте дублета $\lambda 5875,634$. В этом случае наблюдаемая красная компонента $\lambda 5876,00$ есть блenda красной компоненты дублета (3.1) с красной эмиссионной составляющей $D_3(2R)$ типа H_{2R} или K_{2R} синей компоненты дублета (3.1). Синяя эмиссионная составляющая $D_3(2V)$ с $\lambda 5875,425$ блендирована в значительно меньшей степени со стороны эмиссии красной компоненты. Попытка исключения бленды этой компоненты приводит к «чистому» контуру синей составляющей дублета (3.1) $\lambda 5875,634$, представленному на фиг. 12,г. Если судить по интенсивности красной компоненты D_3 , $\lambda 5876,00$ на фиг. 12,в, то интенсивность в центре синей компоненты D_3 должна быть по меньшей мере в восемь раз больше, т. е. составлять около 4 единиц непрерывного спектра, тогда как фактически центральная интенсивность этой линии из-за самопоглощения составляет всего 0,1 интенсивности непрерывного спектра. Таким образом, самопоглощение в центре яркой компоненты D_3 не менее чем в 40 раз ослабляет эмиссию этой линии. В центральных частях линии со столь сильным самопоглощением ($\tau_\lambda \gg 1$) интенсивность согласно (2.1)

$$I_\lambda = \bar{p}_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}), \quad (3.2)$$

и наличие глубокого провала I_λ в центре линии означает, что $\bar{p}_\lambda$ очень резко возрастает с глубиной во вспышке, так что в ядре линии, где излучение исходит из самой периферии, $\bar{p}_\lambda$ очень мало. То есть не будет очень грубым упрощением считать вспышку «двухслойной»: нижний слой, ответственный за образование эмиссии и верхний — за поглощение, так что

$$I_{\text{набл.}} = I_{\text{эм}} e^{-\tau_\lambda} \quad (3.3)$$

($I_{\text{эм}} = \bar{p}_\lambda - I_{\lambda 0}$ — избыточная, над непрерывным спектром, эмиссия, воз-

никающая во вспышке). Поглощение в ядре линии связано в основном с Доплер-эффектом, так что

$$\tau_\lambda = \bar{N}_p k_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad k_0 = \frac{V \pi e^2}{mc^2} f_{PD} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D}, \quad (3.4)$$

где $\bar{N}_p$ — среднее число атомов в колонке 1 см^2 вспышки в состоянии P , f_{PD} — сила осциллятора для перехода $D \rightarrow P$ (0,560). Величина $k_0 \Delta\lambda_D = 9,56 \cdot 10^{-22}$, так что приняв приближенно, исходя из контура фиг. 12, $\Delta\lambda_D \approx 0,5 \text{ Å}$, получим $k_0 \approx 2 \cdot 10^{-13}$. Отношение $I_{\text{набл}}/I_{\text{эм}} \approx 1/40$, как было указано выше, поэтому согласно (3.3), $\tau_\lambda \approx 3,9$ и $N_P = \tau_\lambda/k_0 \approx 2 \cdot 10^{13}$ атомов в колонке сечением 1 см^2 верхнего, поглощающего слоя вспышки. Таким образом, число атомов ортогогелия на периферии вспышки оказывается довольно значительным

$$N(\text{He}) \text{ орто} > 2 \cdot 10^{13} \quad (3.5)$$

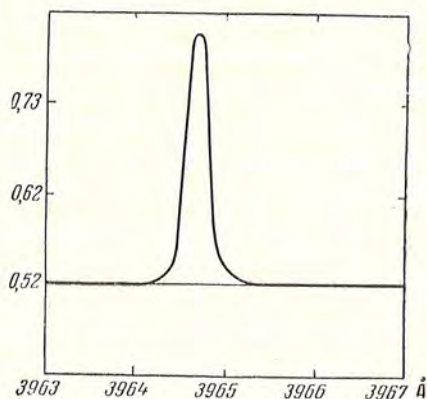
и, вероятно, сравнимо с 10^{14} .

Интересно, что наряду с линией D_3 у сильных вспышек в фазе развития наблюдается линия эмиссии парагелия $\lambda 3964,73$. Эта эмиссия

весьма слабая и ее появлению благоприятствует то, что она располагается в крыле (неподалеку от центра) линии H , Ca^+ . На фиг. 13 приведен контур эмиссии этой линии. (Синее крыло эмиссии искажено линией поглощения $\lambda 3964,28$, на краю которой возникает эта эмиссия). Это линия субординатная из главной серии и соответствует переходу $4P \rightarrow 2S$ (разность потенциалов $\sim 3,2 \text{ в}$) парагелия. Эмиссия этой линии, судя по ее эквивалентной ширине ($2,6 \text{ мÅ}$) и виду контура вероятнее всего — оптически тонкая, так что ее наблюдаемая полуширина $0,2 \text{ Å}$ соответствует доплеровской. Тогда доплеровская ширина линии D_3

$$\Delta\lambda_D(D_3) = \frac{\lambda(5876)}{\lambda(3964)} 0,2 \approx 0,3 \text{ Å}. \quad (3.6)$$

Так как ширина эмиссии D_3 на фиг. 12, g существенно больше $0,3 \text{ Å}$, то это расхождение также указывает на сильное самопоглощение эмиссии D_3 . Заметим, что приведенные нами доплеровские ширины ведут к турбулентной скорости $\sim 15 \text{ км/сек}$ — обычной для хромосферы (соответствующая температура $T \approx 50000^\circ$). Таким образом на периферии вспышки возникает в фазе развития интенсивная, обремененная большим самопоглощением эмиссия как орто-, так и парагелия. Для водородных линий этот эффект, как известно, выражен еще сильнее (оптическая толща в центре H_α может достигать 10^3 и более), см. [5].



Фиг. 13. Контур эмиссии $\lambda 3964,73$ парагелия во вспышке 2149

Однако в водородных линиях наблюдаются усы, возникающие в более глубоком «ядре» вспышки, тогда как для линий гелия подобное явление для эмиссионных вспышек не наблюдалось. Причиной такого различия, по крайней мере — частично, является то, что при прочих равных условиях гелий в пять раз менее обилен, чем водород, и усы в линиях гелия будут в пять раз слабее, чем в линиях водорода (эмиссия усов оптически тонкая). Более того, в случае вспышек на диске контраст этой эмиссии будет еще меньше, так как в случае линии D_3 она появляется на фоне непрерывного спектра, тогда как усы во всех остальных линиях появляются на фоне линий поглощения. Это может снизить контраст еще от 2 до 5 раз. Таким образом, можно ожидать усов в линиях гелия с интенсивностью не более $0,10/5,2 = 0,01$ интенсивности непрерывного спектра; подобный контраст заметить чрезвычайно трудно, особенно, если изображение ядра усов колеблется на щели спектрографа. Над краем подобные усы, однако, должны быть неплохо видны, что и подтверждают наблюдения. Для слабой вспышки — усов № 1175 мы наблюдали, например, односторонние усы в линии D_3 .

Аналогичный факт отмечен в [9] для вспышки над краем для линий гелия $\lambda\lambda$ 4922; 4713 и 4636 и особенно для линии λ 4471. Имеющийся в нашем распоряжении довольно случайный материал по линиям He во вспышках не дает еще достаточных оснований для анализа условий возбуждения и ионизации атомов гелия во вспышках, однако некоторые качественные выводы все же можно сделать. В [9] указано, что относительное усиление линий λ 4471 и 4922 в спектре вспышки над краем связано с относительно большим эффективным сечением возбуждения этой линии электронным ударом и возбуждением электронным ударом уровня $1S$ атома парагелия, а наличие сильной линии λ 4686 ионизованного гелия указывает на электронную температуру во вспышке $T \approx 3 \cdot 10^4$ и $n_e \geq 5 \cdot 10^{12}$. Этот результат находится в соответствии с нашими результатами [5] о возбуждении и ионизации водорода во вспышках, где показана важная роль возбуждения и ионизации электронным ударом в заполнении верхних уровней водородных атомов. Можно ожидать, что линии гелия с значительными сечениями возбуждения электронным ударом будут усилены, в том числе будет усилена и линия λ 3964. Поэтому появление в эмиссии λ 3964 также указывает на важную роль возбуждений электронным ударом с основного уровня $1S$ на все верхние уровни пара- и ортогелия, в частности, и на метастабильные уровни $2S$ ортогелия. Если из ядра вспышки, как это можно предполагать (см. [10]), исходят потоки электронов, возбуждающие и ионизирующие атомы гелия из состояния $1S$ в периферийных слоях вспышки, то, помимо усиленного свечения указанных линий с большим сечением возбуждения ударом ($\lambda\lambda$ 4713 и 4922), будет происходить накопление атомов в метастабильных состояниях $2S$ за счет возбуждения ударом из состояния $1S$ парагелия в *с*е х состояний пара- и ортогелия, а также ионизации ударом парагелия. Вызванное этим процессом обилие атомов в состоянии 2^3S — ортогелия и 2^3P выявится в сильном самопоглощении

излучения в периферийных слоях вспышки, на что указывает наш анализ поведения линий D_3 , λ 5876.

Однако для более точных выводов существенно пополнение спектроскопических данных о поведении линий He во вспышках.

В заключение выражаю благодарность А. Н. Коваль и Е. И. Лиморенко за участие в обработке спектрограмм.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Астр. журн., 34, 688, 1957.
 2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 129, 1957.
 3. M. A. Elisson. M.N., 109, 3, 1949.
 4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 22, 1958.
 5. Т. В. Казачевская и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 46, 1958; А. Б. Северный, Там же, 19, 72, 1958.
 6. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 8, 19, 1952.
 7. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, § 47.
 8. S. Verweij. Publ. Astr. Inst. Amsterdam, № 5, 1936.
 9. H. Zirin. Ap. J., 126, 159, 1957.
 10. А. Б. Северный. Астр. журн., 35, 335, 1958.
 11. А. Б. Северный. Астр. журн., 34, 328, 1957.
-

ЯРКОСТЬ ФЛОККУЛОВ, МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
И МЕХАНИЗМЫ НАГРЕВА

В. Е. Степанов и Н. Н. Петрова

Для полей $H < 70$ гаусс яркость флоккулов в среднем возрастает с увеличением напряженности поля. Отдельные образования показывают, что эта связь является очень тесной. Магнитное поле определяет форму флоккулов. Линии равной яркости близко следуют изогауссам. При полях $H > 70$ гаусс яркость флоккулов уменьшается с возрастанием поля. Вследствие этого образования приобретают кольцевую структуру, порой неправильной формы, но центры колец — их наиболее темные части — совпадают с наибольшей напряженностью поля. Кольцевую форму имеют также флоккулы, окружающие солнечные пятна. Изучение изменения вида флоккулов и магнитных полей со временем показало, что магнитное поле оказывает влияние на формирование флоккула. Стягивание и расхождение магнитных силовых линий делает флоккул соответственно более компактным или размытым. Возникновение слабого поля приводит к появлению флоккула. В области, где возникают вспышки, яркость хромосферных образований не следует выше перечисленным закономерностям в день вспышки. Существуют два механизма возникновения флоккулов. Первый механизм связан с развитием быстрых процессов: вспышек и, возможно, «усов». В этом случае флоккул появляется как результат послевспышечного свечения и распространения ударной волны. Второй механизм также имеет электромагнитную природу и, по-видимому, связан с поглощением магнитно-гидродинамических волн и диссипацией возмущения там, где напряженность поля, несомого волной, больше напряженности внешнего поля. Произведена оценка величины напряженности в магнитно-гидродинамической волне. Энергия этих волн и их поглощения достаточна для нагрева области флоккула при частотах $\omega > 0,1$ сек.⁻¹. В области пятен энергия волн на два порядка выше энергии волн в других местах активной зоны. Области максимального поля могут являться теми участками, через которые переносятся волнами в корону, без заметного поглощения в хромосфере, огромное количество энергии из подфотосферных и фотосферных слоев. Перечисляются трудности при объяснении нагрева флоккулов поглощением магнитно-гидродинамических волн.

THE BRIGHTNESS OF FLOCCULI, MAGNETIC FIELDS AND MECHANISMS OF HEATING, by V. E. Stepanov and N. N. Petrova.— For fields with $H < 70$ gauss the brightness of flocculi increases in the mean with the increase in field strength. Separate formations show that this relation is very close. The magnetic field determines the form of the flocculi. The lines of equal brightness closely follow isogausses. For fields with $H > 70$ gauss the brightness of the flocculi decreases with increasing field strength. As a result the formations acquire a ring-like structure, at times of irregular form, however the centers of the rings — their darkest parts — coincide with the maximum value of field strength. Flocculi surrounding sunspots also have a ring-like form. The study of the change of the form of flocculi and the magnetic field with time showed that the magnetic field influences the formation of flocculi. The crowding and de-crowding

of magnetic lines of force makes the flocculi correspondingly more compact or diffuse. The appearance of a weak field leads to the appearance of a flocculus. In regions where flares originate the brightness of chromospheric formations does not follow the above enumerated regularities on the day of the flare. There are two mechanisms of flocculi formation. The first is connected with the development of rapid processes: flares and possibly moustaches. In this case the flocculus appears as the result of an after-flaring luminescence and the propagation of a shock wave. The second mechanism is also of an electromagnetic nature and is evidently connected with the absorption of magnetohydrodynamic waves and the dissipation of the disturbances in the regions where the field strength carried by the wave is larger than the strength of the external field. The strength of the magnetohydrodynamic wave has been estimated. The energy of these waves and their absorption is sufficient for heating a flocculi region at frequencies $\omega > 0,1 \text{ sec}^{-1}$. In the regions of spots the energy of the waves is higher by two orders than the energy of the waves in other parts of the active zone. The regions with a maximal field can be those areas through which the waves carry into the corona (without noticeable absorption in the chromosphere) a large amount of energy from subphotospheric and photospheric layers. The difficulties met with by the explanation of the heating of flocculi as a result of the absorption of magnetohydrodynamic waves are enumerated.



§ ВВЕДЕНИЕ

Первым признаком появления активной области на поверхности Солнца является изменение в тонкой структуре хромосферы [1], наблюдаемое при хороших изображениях на спектрогелиограммах в свете линии H_{α} . Отдельные элементы, имеющие круговую форму, превращаются в волоконнообразные с определенной системой ориентации. Несколько позднее в тот же или на следующий день происходит образование факельных площадок в линиях K и H Ca^{+} и в сильных линиях водорода. После появления пятна в активной области на второй или третий день вблизи него хромосферный факел становится очень ярким. Его площадь увеличивается главным образом в том направлении, где должно появиться хвостовое пятно. Одновременно развивается и увеличивается по площади тонкая хромосферная структура, выделяются хромосферные потоки, которые иногда при максимальном развитии группы перебрасываются в другое полушарие и достигают 300000 км длины. Как было установлено одним из авторов в работе [2], ориентация тонкой хромосферной структуры полностью определяется структурой слабых локальных магнитных полей в активной области. Отдельные малые продолговатые волокна, 2—3'' в поперечнике, образующие систему хромосферных потоков, связывают области магнитного поля с разной магнитной полярностью, и их направление определяется структурой силовых трубок магнитного поля. Эти силовые трубки, как показывает наблюдение над структурой хромосферы, иногда проходят друг над другом, образуя, пересекаясь в проекции, очень сложный, до сих пор еще не вполне изученный характер магнитного поля в хромосфере. Обнаружение «хромосферных пятен» — вихревой тонкой структуры, соответствующей слабым магнитным полям порядка 10 гс при отсутствии магнитного поля в нижележащем участке фотосферы, подобных по внешнему виду хромосферной структуре, которая встречается в области пятен, также говорит о чрезвычайной сложности магнитных полей в хромосфере.

Многими авторами [1, 3, 4, 5 и др.] высказывалась мысль, что нагрев в области пятен и появление флоккулов связаны с наличием магнитного поля. Эта связь между усилением поля и флоккулами качественно была обнаружена в [6] при сопоставлении регистрограмм магнитных полей Солнца со спектрогелиограммами. В настоящей работе производится количественное сопоставление яркости флоккулов с величинами напряженностей магнитных полей, рассматриваются электродинамические характеристики некоторой средней хромосферы при наиболее вероятном предположении о градиенте магнитного поля и роль гидромагнитных волн в нагреве хромосферы в активной области.

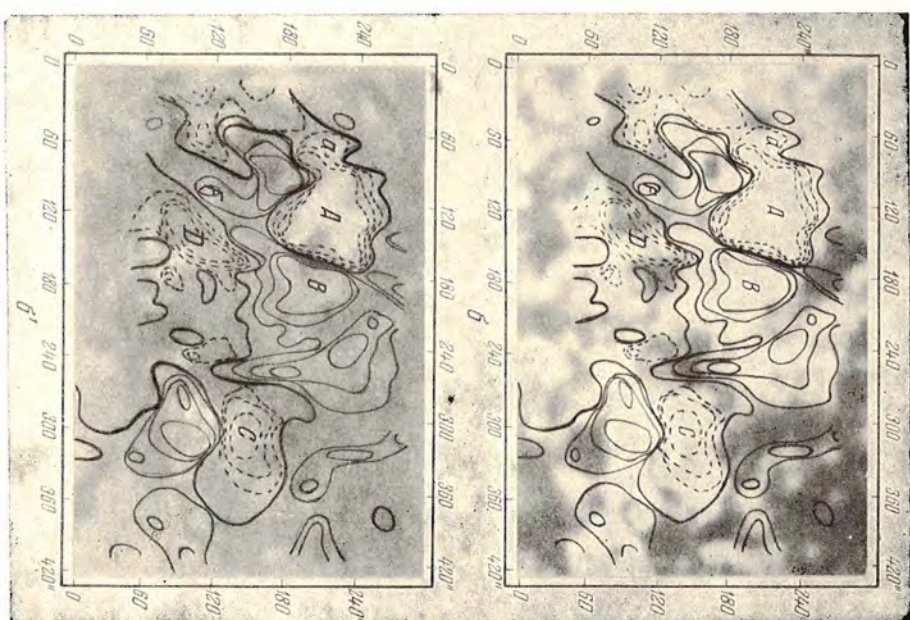
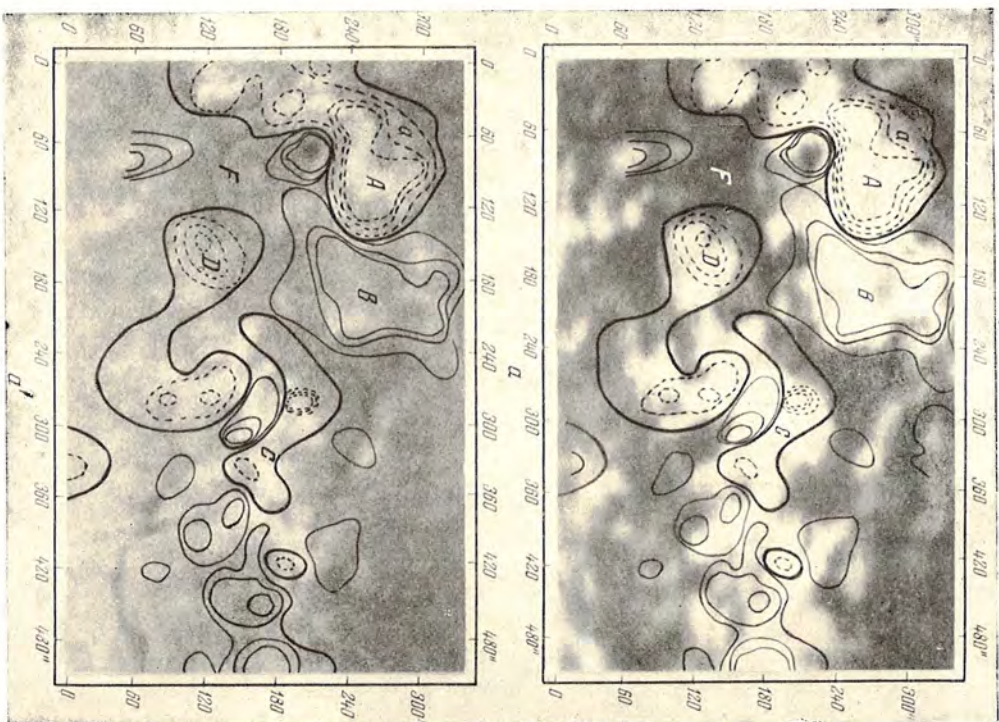
§ 1. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

В течение 1957 г. для специальной задачи — установления количественной связи между яркостью флоккулов в свете линий $K_{232} Ca^+$ и H_{α} и величиной напряженности магнитного поля было произведено 10 записей магнитных полей в областях, занимаемых группами солнечных пятен на солнечном магнитографе, описание которого дано в работе [7]. Обработка записей магнитных полей была произведена тем же способом, как и в работе [2]. Для определения яркости флоккулов использовались спектрогелиограммы, получаемые в порядке выполнения программы Международного Геофизического Года на спектрогелиографе, описанном в статье [8].

Таблица 1

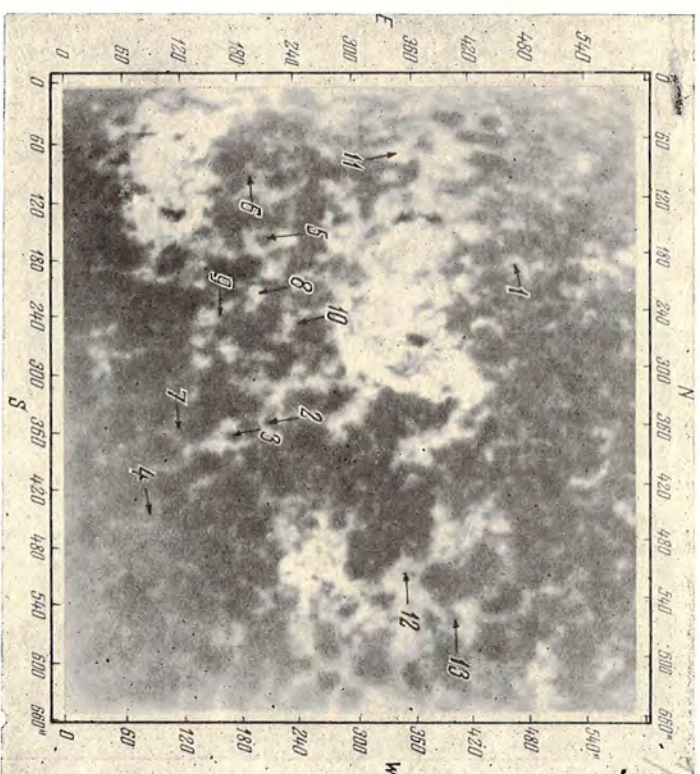
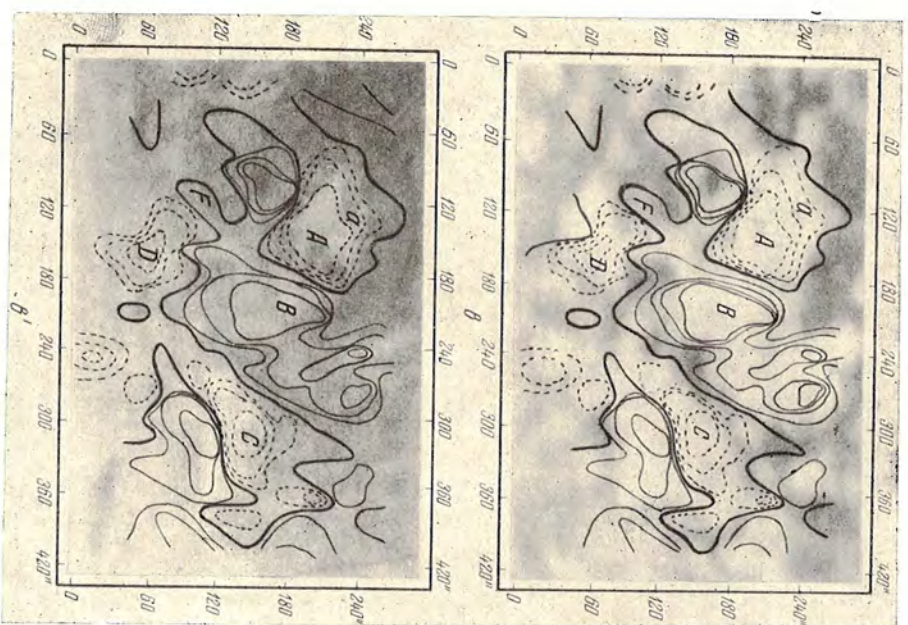
Дата, 1957 г.	Время наблюдений		№ группы пятен	Координаты						Напряженность магнитного поля	
	спектрогелиограммы	записи магнитного поля		лидер		хвостовое пятно		центр карты		лидер	хвостовое пятно
				L	φ	L	φ	L	φ		
17 июня	15 ^h 00 ^m	13 ^h 40 ^m	268	215°	—16°	—	—	223°	—17°	2500	—
19 июня	10 45	13 50	268	216	—16	—	—	225	—17	2600	—
20 июня	13 00	13 30	268	216	—16	—	—	221	—11	—	—
16 сентября	7 40	14 10	419	107	+14	100°	+14°	89	+19	1800	2100
			423	89	+25	78	+26	89	+19	2200	2300
			424	79	+10	64	+10	89	+19	2200	1700

В табл. 1 представлен обсуждаемый материал. На фиг. 1 (а, а', б, б', в, в', г) даны спектрогелиограммы активных областей в линиях $K_{232} Ca^+$ и H_{α} с нанесенной на ней картой магнитных полей. На фиг. 2 (а, б, в, г), приведены подробные карты магнитных полей этих же областей. Фиг. 1 (а, б, в) и фиг. 2 (а, б, в) представляют спектрогелиограммы и карты маг-



Фиг. 1. Спектрелограммы активных областей

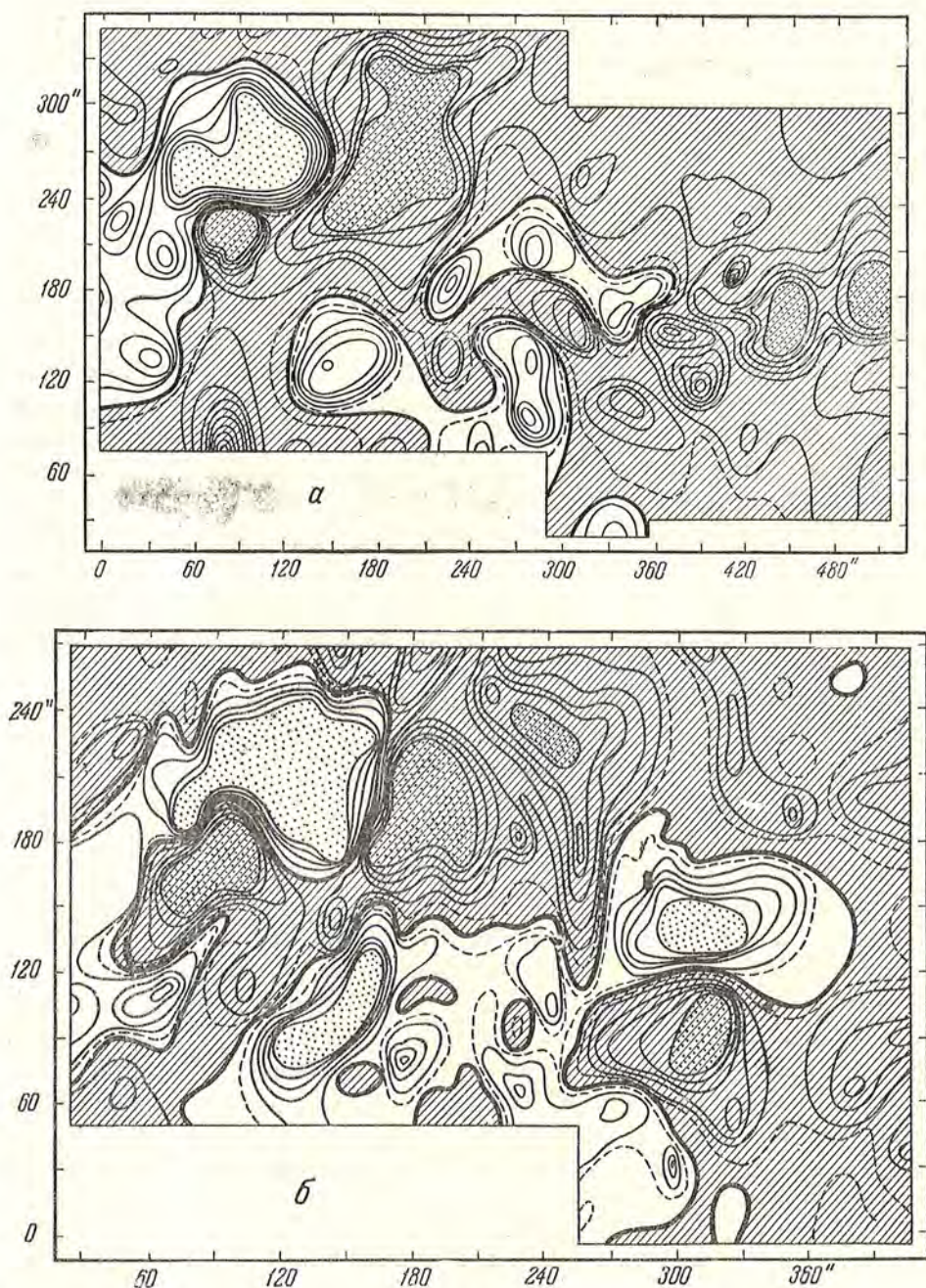
а — в свете линии $K_{\alpha}Ca^{+}$ за 17 июня 1957 г., группа № 268 с нанесенной картой магнитных полей; б — в свете линии $K_{\beta}Ca^{+}$ за 17 июня 1957 г., группа № 268 с нанесенной картой магнитных полей; а' — в свете линии H_{α} за 19 июня 1957 г., группа № 268 с нанесенной картой магнитных полей; б' — в свете линии $K_{\alpha}Ca^{+}$ за 19 июня 1957 г., группа № 268 с нанесенной картой магнитных полей.



6 — в свете $KzCa^+$ за 20 июня 1957 г., группа № 268 с нанесенной картой магнитных полей: 6' — в свете линии $H\alpha$ за 20 июня 1957 г., группа № 268 с нанесенной картой магнитных полей: 6' — в свете линии $KzCa^+$ за 16 июня 1957 г., группа № 419, 423, 424

нитных полей одной и той же активной зоны, снятые 17, 19 и 20 июня 1957 г. Из рисунков видно, что общий характер магнитного поля достаточно хорошо определяет расположение флоккулов. Особенно хорошо прослеживается эта связь в областях, близких к пятнам, где яркость флоккулов и напряженность магнитных полей повышаются. Здесь нулевые линии поля, как правило, являются внешней границей компактной области флоккула. На периферии активной области связь между локальными полями и группировкой отдельных участков флоккулов делается менее заметной. Факелы в этих участках менее компактны, раздроблены и часто не следуют конфигурации поля. Как было показано в работе [2], на границах активной области нулевые линии магнитного поля заметно меняют свое положение уже в течение 15 мин. Их положение непрерывно изменяется, по-видимому, вследствие возникновения индуцированных магнитных полей, вызванных движениями газа в фотосфере. Однако они меняют свое положение лишь в пределах участка, границами которого являются устойчивые в магнитном отношении образования. Положение нулевой линии, а, следовательно, и конфигурация поля, изменяются и в участках, непосредственно близких к пятнам, в том случае, если в этих участках возникают вспышки. Как было показано А. Б. Северным [9], вспышки сопровождаются уничтожением магнитных полей в отдельных, прилежащих к вспышкам участках фотосферы, и частичным изменением конфигурации поля вблизи солнечных пятен. В области группы № 268 с 13 по 17 июня было пять вспышек, а с 18 по 20 июня вспышки в этой группе не наблюдались. Как видно из табл. 1, напряженность поля лидера практически не изменялась, но заметно изменялось магнитное поле пятна, предшествующего лидеру, той же полярности (возможно, лидер другой группы).

Как видно на фиг. 1 (*а, б, в*) и 2 (*а, б, в*), восточная и особенно северо-восточная части карты флоккулов и магнитных полей (область *А*) почти не изменили своей формы. Однако в области *А*, сравнивая спектрогелиограммы за 17 и 19 июня, можно видеть, как яркость флоккула следует за теми незначительными изменениями, которые произошли в конфигурации поля. Если на спектрогелиограммах и карте за 17 июня виден залив *а*, входящий в область *А* с северо-востока, то 19 июня этого залива почти нет — увеличение магнитного поля привело к появлению флоккула. В области *В*, прилежащей к области *А* с западной стороны, магнитное поле в течение четырех дней претерпело значительное изменение: 17 июня локальное поле охватывало значительную область, и флоккул, занимая всю область локального поля, имел пятнистую структуру; 19 июня магнитное поле в этой области сосредоточилось в двух участках; произошло как бы стягивание силовых линий к двум центрам. Одновременно это сказалось на общем виде флоккула в этом участке. Флоккул стал более компактным и более ярким в местах сильного поля и более слабым в местах уменьшения поля. Юго-западный выступ магнитного поля области *В*, наблюдавшийся 19 июня с достаточной яркостью флоккула в этом участке, 20 июня почти исчез и заметно снизилось магнитное поле, однако яркость флоккула в этой области осталась еще значительной.



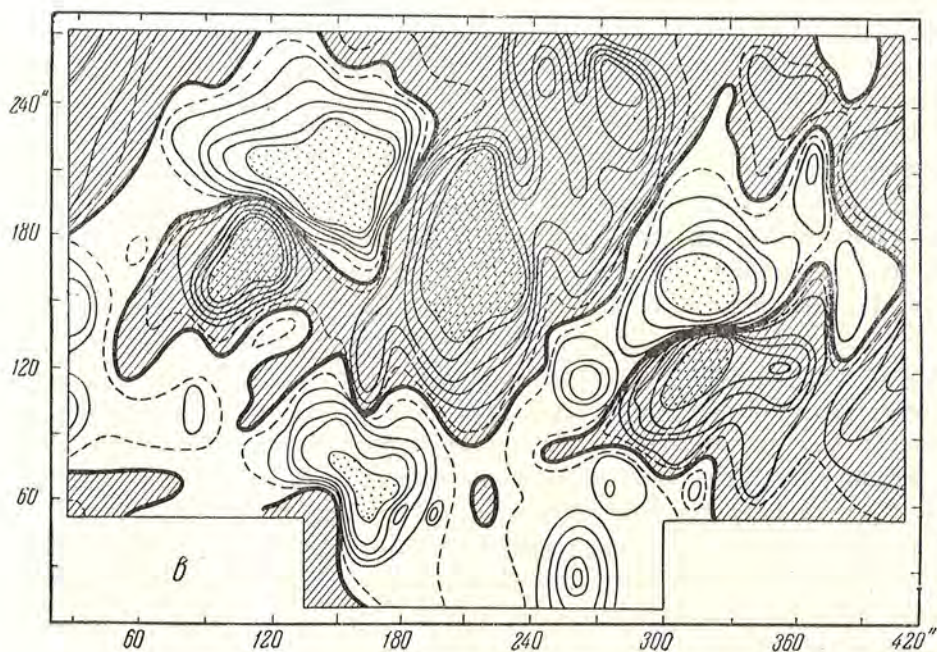
Фиг. 2. Подробные карты магнитных полей. Светлые области означают северную полюс ($H = 0$); области зашкаливания
 а — область группы № 268 за 17 июня 1957 г. Изогауссы проведены сплошной линией через 4,6 гс, сплошной линией через 4,6 гс, пунктирной — через 2,3 гс; б — область группы № 268 за 20 июня
 группы № 419, 423, 424. Изогауссы проведены

В области *C* (западная часть карты), претерпевшей значительные изменения, находилось, вероятно, невидимое хвостовое пятно другой группы. 16 и 17 июня на нулевых линиях этой области были вспышки, что привело к значительным изменениям в локальных магнитных полях этой области и в распределении яркости флоккула. Этим, по-видимому, можно объяснить плохое соответствие между напряженностью поля и яркостью флоккулов 17 июня по сравнению с двумя другими описываемыми днями (см. фиг. 1 и 2). Область *D* претерпела следующее изменение (южная часть карты). 17 июня яркость флоккула, особенно в восточной части этой области, хорошо следует магнитному полю. Однако 19 и 20 июня (в меньшей степени) это соответствие отсутствует. Интересно отметить, что яркость флоккула 20 июня более близко соответствует магнитному полю за предыдущий день. Создается впечатление, что поле, вызвав свечение флоккула, претерпевает быстрое изменение, в то время как флоккул имеет значительно больший период релаксации высвечивания. Хорошим примером, демонстрирующим связь изменения яркости флоккула с изменением величины магнитного поля, может служить область *F* — малого отдельного флоккула в юго-восточной части карт. 17 июня в этой области едва намечается поярчание, и магнитное поле в этой области составляет около 3 *гс*. 19 июня резко возросла яркость флоккула, и поле достигло 12 *гс*. 20 июня вновь уменьшилось поле до 3 *гс*, и соответственно уменьшилась яркость флоккула. Изменение яркости этого объекта в зависимости от изменения поля представлено в табл. 2. К сожалению, это единственный объект, где можно было на спектрогелиограммах уверенно проследить изменение поля и вызванное им повышение яркостей. Следовало бы сделать эту работу на большем материале с меньшей чувствительностью магнитографа с тем, чтобы не наступало зашкаливание прибора на ярких объектах, которые представляют особый интерес.

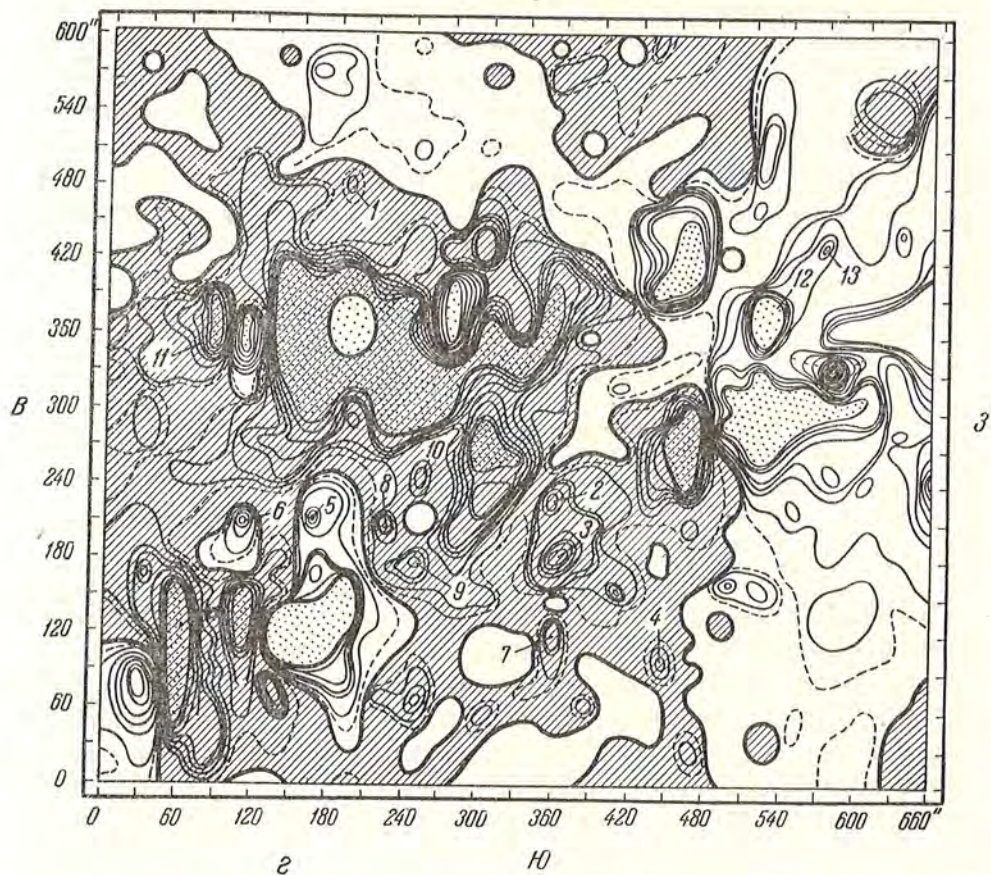
Таблица 2

Дата, июнь 1957 г.	I/I_0	H_z , <i>гс</i>
17	1,3	3
19	3,3	12
20	1,9	3

В табл. 2, как и в последующих рисунках, где производится сопоставление яркости флоккула с величиной напряженности поля, за единицу яркости принята яркость невозмущенной хромосферы в соответствующих линиях. Для определения количественной зависимости яркости флоккула в линиях K_{232} Ca^+ и H_α на саморегистрирующем микрофотометре записывалась яркость флоккулов вдоль определенных разрезов, и вдоль этих разрезов определялись по картам магнитных полей 2 (*a*, *b*, *c*) величины напряженностей (H_z -компонента). Увеличение регистрограммы подбиралось так, чтобы масштабы регистрограммы и карты локальных магнитных полей совпадали. В случае небольшого расхождения в дальнейшем



с



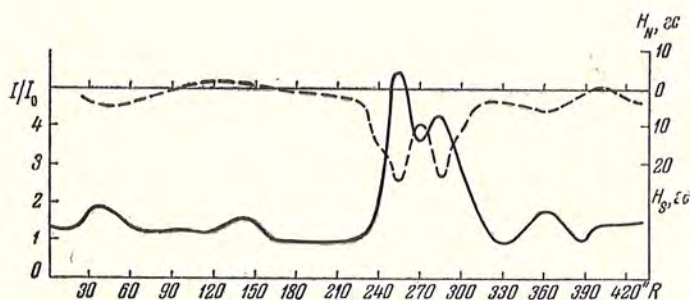
г

ю

лярность поля, заштрихованные — южную; жирные линии — линии нулевого поля
ния прибора отмечены точками

пунктирной — через 2,3 гс; б — область группы № 268 за 19 июня 1957 г. Изогауссы проведены
1957 г. Изогауссы проведены сплошной линией через 4,6 гс, пунктирной — через 2,3 гс; а — область
сплошной линией через 40 гс, пунктирной — через 20 гс

вводился переводной коэффициент. На одном графике строились профиль разреза и соответствующий ход магнитного поля вдоль этого разреза. Для каждой карты 17, 19 и 20 июня были взяты по три разреза и определялись величины яркостей и напряженностей через каждые 5". Пример одного из таких разрезов, где наилучшим образом проявляется связь между яркостью и напряженностью, представлен на фиг. 3. В случае,

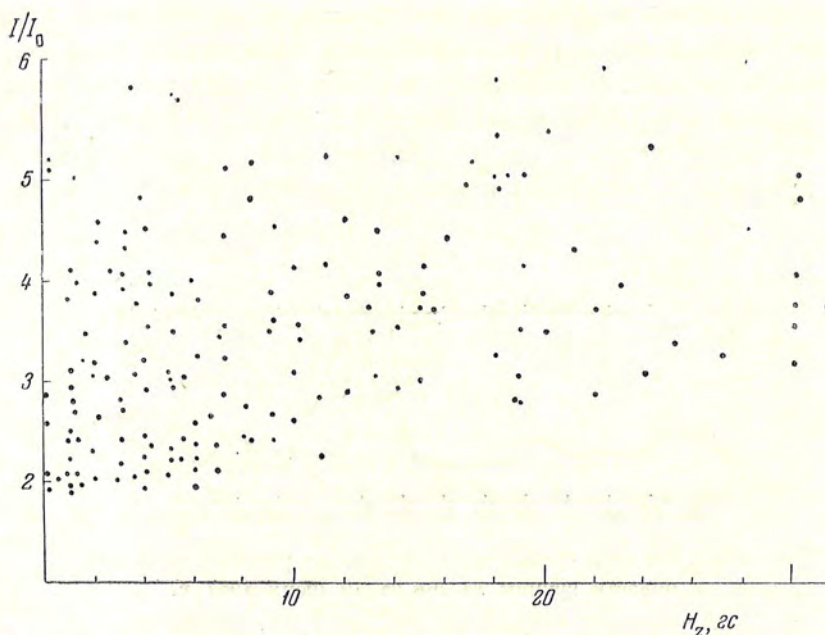


Фиг. 3. Регистраграмма вдоль одного из разрезов активной области группы № 268 за 19 июня 1957 г.

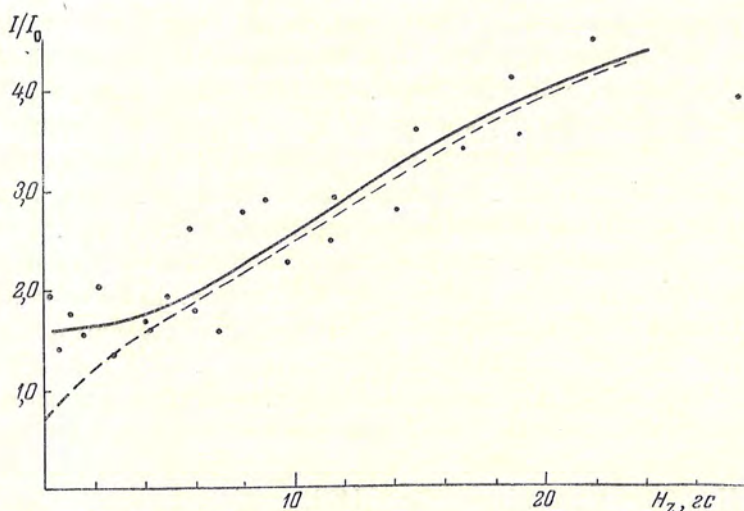
Сплошной линией обозначена яркость флоккулов, пунктирной — напряженность магнитного поля

если разрез многократно пересекает нулевые линии магнитного поля, проходя через поле сложной структуры, такой отчетливой связи не наблюдается, так как поля могут быть большими, но трансверсальными, не регистрируемыми магнитографом. Поэтому даже в случае наличия функциональной связи между яркостью I/I_0 и абсолютной напряженностью мы имели бы лишь статистическую связь между I/I_0 и компонентой напряженности поля H_z . На фиг. 4 представлена эта связь. Отдельные точки представляют отдельные измерения яркости и поля. На фиг. 5 и 6 даны кривые этой зависимости, построенные по нормальным точкам соответственно для кальциевых и водородных флоккулов. Каждая нормальная точка составлена по 10 наблюдениям. Эти кривые построены по картам за 19 и 20 июня 1957 г. (всего по 7 разрезов). На фиг. 7 и 8 дана эта зависимость для 17 июня 1957 г. (4 разрезов). На фиг. 5—8 прежде всего видно, что для кальциевых флоккулов имеет место более быстрый рост яркости с ростом поля. Это естественно, так как водородные флоккулы менее контрастны. Как было показано в работе [10], существует прямая связь между яркостью кальциевых и водородных флоккулов, указывающая, по-видимому, на то обстоятельство, что механизмом возбуждения линий $K\text{Ca}^+$ и H_α является электронный удар. Поэтому при наличии зависимости между яркостью кальциевых и водородных флоккулов должна, естественно, существовать зависимость яркости от магнитного поля для водородных флоккулов, что в действительности и имеет место, как видно из фиг. 6 и 8.

Для 19 и 20 июня 1957 г. зависимость I/I_0 от H_z выступает более определенно. Для 17 июня эта зависимость более слабая и, видимо, объясняется, как это уже указывалось выше, возникновением в этой области 16 июня вспышки. Факт ослабления зависимости I/I_0 от H_z при возникнове-



Фиг. 4. Зависимость яркости флоккулов в свете линии $K_{232}Ca^+$ от величины магнитного поля. Точки соответствуют отдельным измерениям

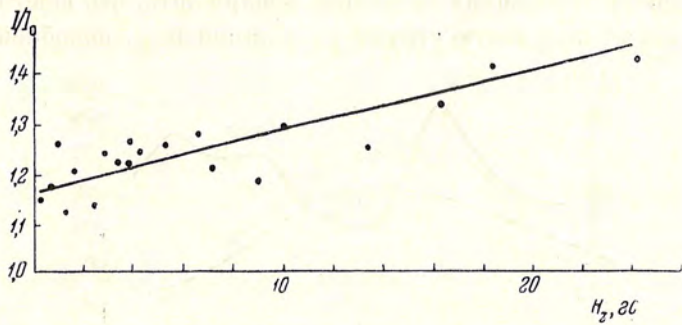


Фиг. 5. Зависимость яркости флоккулов в линии $K_{232}Ca^+$ от H_z за 19—20 июня 1957 г. Область группы № 268

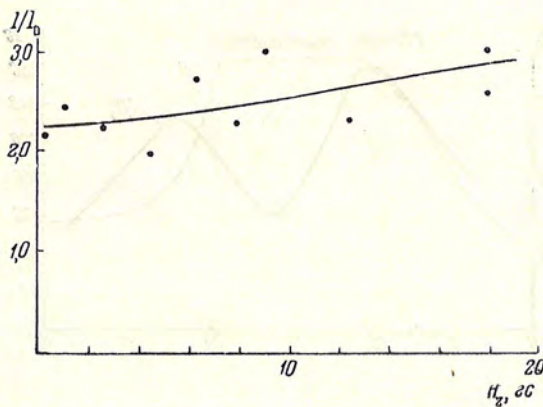
Кривая построена по нормальным местам (сплошная линия). Пунктирная линия дает ту же зависимость, приведенную к полной величине напряженности магнитного поля H

нии вспышки сам по себе очень интересен и должен говорить о существовании различных физических процессов нагрева флоккула. Вспышки, как было показано в работе [11] и особенно в работе [9], возникают вблизи или в нулевых точках поля, где, благодаря пинч-эффекту могут возникать в участках малых размеров высокие температуры (порядка нескольких миллионов градусов). Это приводит к разогреву хромосферы и появлению флоккульных площадок, расположение которых относитель-

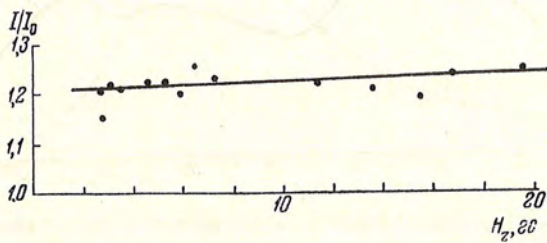
но конфигурации магнитного поля еще не ясно. С другой стороны, при отсутствии вспышки может действовать и другой механизм возникновения флоккулов.



Фиг. 6. Зависимость яркости флоккулов в свете линии H_{α} от H_z за 19—20 июня 1957 г.



Фиг. 7. Зависимость яркости флоккулов в свете линии $K_{232}Ca^{+}$ от H_z за 17 июня 1957 г. Область группы № 268

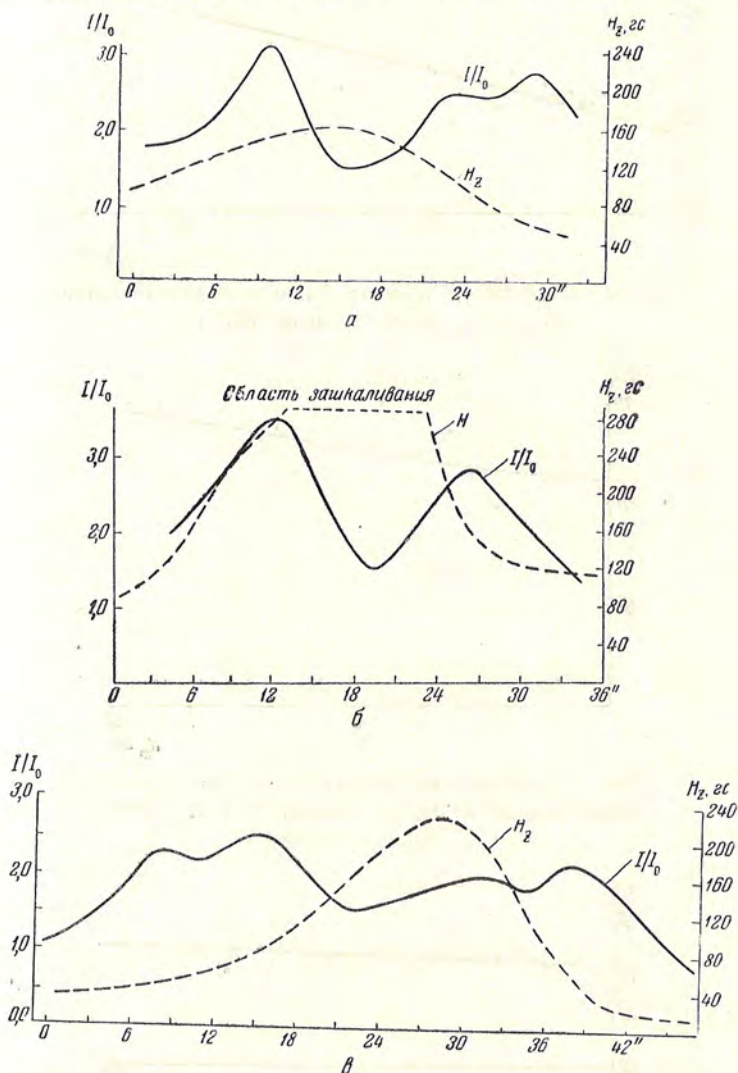


Фиг. 8. Зависимость яркости флоккулов в линии H_{α} от H_z за 17 июня 1957 г. Область группы № 268

Следует указать, что спектрогелиограммы на фиг. 1 (а, б, в), использованные нами для сопоставления с картами магнитных полей, были сняты при среднем качестве изображения, когда замывается тонкая структура флоккулов. Кроме того, снимки были несколько передержаны. Представленная выше (см. фиг. 1,г) спектрогелиограмма в линиях K_{232} и H_{α}

была сделана при диаметре изображения Солнца на щели спектрогелиографа в 11 см и при хороших изображениях Солнца (колебания изображения были $< 1''$).

Уменьшенная экспозиция позволила обнаружить, что некоторые яркие флоккулы имеют кольцевую структуру в линии K_{232} , подобной тем флок-

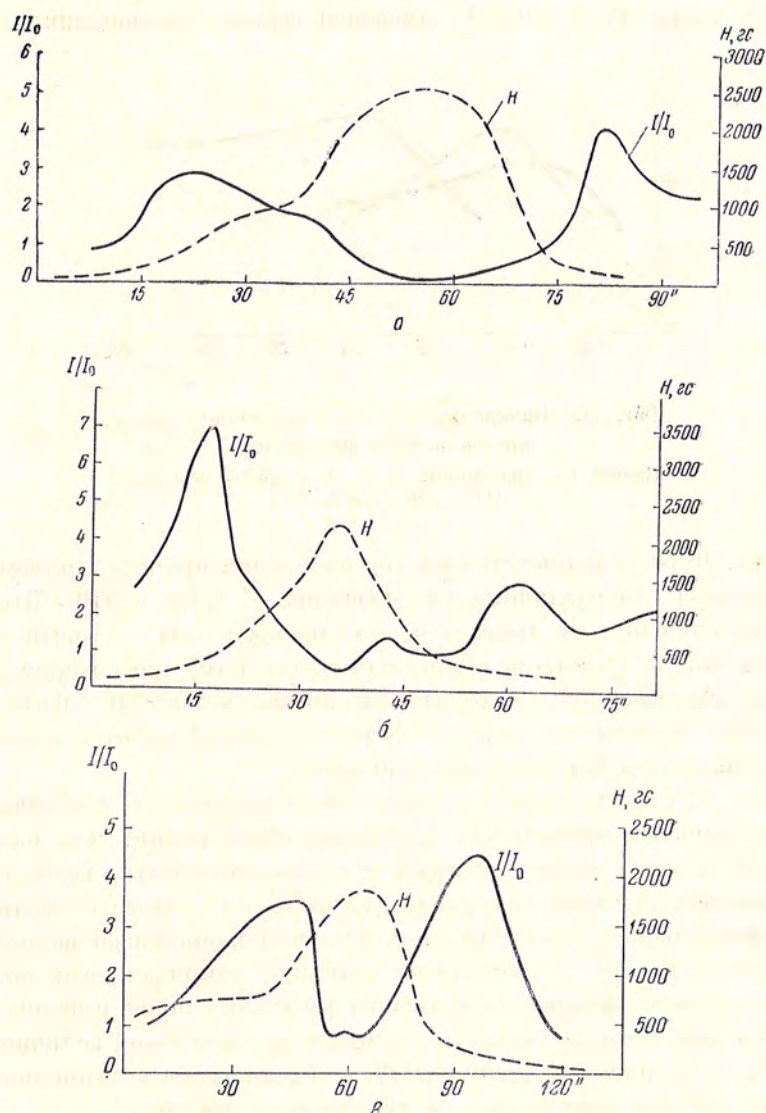


Фиг. 9. Изменение яркости и магнитного поля в кольцевых флоккулах в линии $K_{232}Ca^+$ за 16 сентября 1957 г.

Сплошной линией проведена яркость флоккулов, пунктирной — величина напряженности магнитного поля. а — объект № 2, б — объект № 3, в — объект № 5

кулам, которые окружают ядра пятен. Карта слабых магнитных полей (фиг. 2,з), зарегистрированных спустя 6 часов, показала при сопоставлении со спектрогелиограммой, что кольцевым флоккулам соответствуют локальные магнитные поля. При этом максимум напряженности поля приходится на центральную, т. е. наиболее темную область внутри кольца

флоккула. На фиг. 9 (а, б и в) приведены средние фотометрические разрезы кольцевых флоккулов и величины напряженностей. Средние разрезы были получены из усреднения двух взаимно перпендикулярных разрезов кольцевого флоккула и, соответственно, двух разрезов локального поля.

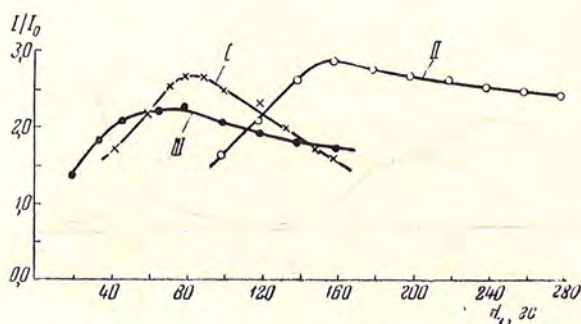


Фиг. 10. Изменение величины напряженности магнитного поля и яркости кольцевых флоккулов над пятнами в линии $K_{232}\text{Ca}^+$ за 16 июня 1957 г.

а — над пятном № 424а, б — над пятном № 419, в — над пятном № 424с

Мы видим, что на периферии кольца (флоккула) с ростом напряженности поля растет яркость. При дальнейшем росте поля яркость достигает максимального значения и затем начинает падать по направлению к центру кольца, в то время как напряженность, увеличиваясь, достигает своего максимального значения.

Величины поля H , при которых яркость кольца максимальна, различные для различных колец и изменяются в интервале $20 < H < 200$ гс. Для того чтобы сравнить ход изменения этих величин в ярком кольце флоккула с ходом для солнечного пятна, мы произвели подобные измерения для трех пятен. Магнитное поле определялось по измерению величины расщепления линии $\text{Fe } \lambda \text{ 6302 \AA}$, имеющей фактор расщепления $g = 2,5$.



Фиг. 11. Изменение яркости с величиной поля для кольцевых флоккулов

Кривая I — для объекта № 2, II — для объекта № 3, III — для объекта № 5

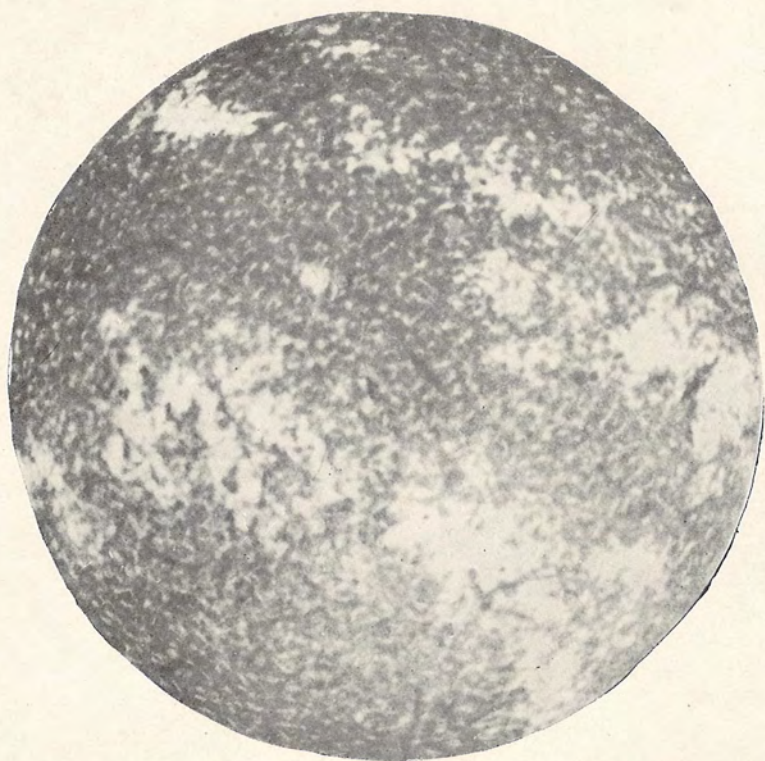
На фиг. 10 (а, б, в) представлен ход изменения яркости с полем вдоль одного разреза для различных пятен (группа № 424 а, в, 419). Мы видим, что относительный ход яркости и поля подобен тому, который мы приводили на фиг. 9. Однако величина напряженности, при которой яркость флоккула максимальна, находится в пределах $350 < H < 640$ гс. Это чрезвычайно интересное явление будет интерпретироваться ниже при обсуждении механизма свечения флоккула.

На фиг. 11 представлено изменение яркости флоккула с величиной H_z для трех наиболее правильных кольцевых образований. Для малых полей $H < 70$ гс имеет место рост яркости с величиной поля, затем при $H \approx 70$ гс яркость достигает максимального значения и далее с увеличением поля яркость падает, достигая минимума при наибольшей величине напряженности. В табл. 3 приводятся величины напряженности поля различных кольцевых флоккулов в области локальных полей и полей солнечных пятен, при которых яркость достигает максимальной величины. Как мы видим, в среднем эти величины H_z для флоккулов у пятен значительно выше, чем для флоккулов, не связанных с пятном.

Важно отметить, что яркость флоккула, начиная с некоторого H_z , изменяется обратно пропорционально полю.

Рассмотрим, какая структура типична для кальциевых флоккулов.

При хороших изображениях и высокой разрешающей способности спектрогелиографа ($< 1''$) кальциевые флоккулы показывают гранулярную структуру. Яркие гранулы обычно образуют яркие группы и кольца округлой формы, создавая сетчатую структуру поверхности Солнца, проявляющуюся лучше в свете линии K_2 и впервые отмеченную Деландром [12]. На фиг. 12 приведена спектрогелиограмма, снятая в K_{232} ,



Фиг. 12. Спектротелиограмма Солнца в свете линии $K_{232}Ca^+$

Таблица 3

№ кольцевого флоккула	Координаты		H_z , гс		
	x	y	левое крыло кольца	правое крыло кольца	среднее
1	180"	470"	30	25	28
2	350	225	140	60	100
3	360	180	250	160	205
4	440	95	10	15	12
5	160	215	80	60	70
6	90	205	20	20	20
7	355	130	20	20	20
8	215	205	100	80	90
9	240	180	60	70	65
10	250	250	60	50	55
11	70	350	100	40	70
12	500	355	100	90	95
13	555	380	60	50	55
Среднее по всем 13 объектам			79	57	68 ± 14
Пятно №424a	185"	110"	650	120	385
» №419a	540	300	450	250	350
» №424c	130	115	250	1025	638
Среднее по 3 объектам			450	470	460

иллюстрирующая сетчатую структуру хромосферы. Отдельные флоккулы имеют кольцевую форму и напоминают сотовую структуру. Подобная же структура намечается в факелах, что можно увидеть на прекрасных фотографиях в работе [13] (см. фиг. 3). Иногда в ярком кольце можно различить внутри большое число колец меньшей яркости. Если, как мы установили, наиболее темная средняя часть кольца отождествляется с максимумом напряженности локального поля, то можно думать, что вид хромосферы, а возможно и фотосферы, всей поверхности Солнца должен определяться структурой локальных магнитных полей. По-видимому, в первый период при малом H происходит поярчание хромосферы, и при дальнейшем увеличении поля флоккулы приобретает кольцевую форму.

§ 2. ЗАВИСИМОСТЬ ЯРКОСТИ ФЛОККУЛА ОТ АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Выше из наблюдений нами была получена связь между яркостью флоккулов, выраженной в единицах яркости наиболее темных участков хромосферы, и величиной продольной составляющей напряженности магнитного поля для полей меньше 30 гс. Связь между яркостью и полной напряженностью получить непосредственно из наблюдений мы пока еще не можем, поскольку магнитограф регистрирует только продольную компоненту поля. В то же время для теории возгорания флоккулов важна именно эта связь. Поэтому мы в качестве первого приближения попытаемся установить эту связь из наблюдаемой статистической зависимости между яркостью флоккула и компонентой напряженности поля вдоль луча

зрения. К сожалению, получение искомой зависимости невозможно без определенных предположений о характере поля.

Пусть наблюдаемая статистическая зависимость (см. фиг. 5,6) определяется выражением:

$$I_1 = f(H_z). \quad (1)$$

Оси координат выберем так, чтобы ось z была направлена вдоль луча зрения. Сделаем два предположения: во-первых, напряженность магнитного поля изотропна, т. е. вероятность появления поля с данной абсолютной величиной напряженности не зависит от γ — угла между нормалью к поверхности Солнца и данным направлением:

$$P(H_x) = P(H_y) = P(H_z), \quad (2)$$

и тогда

$$P(H) = P(H_x) \cdot P(H_y) \cdot P(H_z) = \varphi_x \cdot \varphi_y \cdot \varphi_z = \varphi_z^3, \quad (3)$$

где

$$P(H_x) = \varphi_x, \quad P(H_y) = \varphi_y, \quad P(H_z) = \varphi_z$$

и $P(H)$ — вероятность появления поля с данной абсолютной величиной.

В области сильных полей, например в области солнечных пятен, условия (2) и (3) не выполняются, так как поле пятна имеет определенную анизотропную структуру. В области же слабых магнитных полей структура поля является чрезвычайно сложной. В этом можно убедиться по картам полей в активных областях, представленным на фиг. 2. Поэтому на достаточно большой площади, соответствующей площади активной зоны, по-видимому, можно считать, что условия (2,3) выполняются. Далее предположим, что существует связь между абсолютной величиной магнитного поля и яркостью флоккула, выражаемая формулой:

$$I = \psi(H). \quad (4)$$

Тогда, очевидно, наблюдаемая средняя яркость, соответствующая определенной фиксированной величине H_z -компоненты напряженности магнитного поля, будет равна:

$$I_1 = I = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(H) \varphi_x \varphi_y dH_x dH_y}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \varphi_x \varphi_y dH_x dH_y}. \quad (5)$$

Произведем преобразования в цилиндрические координаты:

$$dH_x dH_y = \rho d\rho d\varphi, \quad \rho^2 = H^2 - H_z^2, \quad \rho d\rho = H dH,$$

(при $H_z = \text{const}$).

$$I_1 = I = \frac{\int_{H_z}^{\infty} I(H) \frac{\varphi(H)}{\varphi_z} H dH}{\int_{H_z}^{\infty} \frac{\varphi(H)}{\varphi_z} H dH} = \frac{\int_{H_z}^{\infty} I(H) \varphi(H) H dH}{\int_{H_z}^{\infty} \varphi(H) H dH}. \quad (6)$$

Дифференцируя (6) по H_z и разрешая относительно $I(H)$, находим:

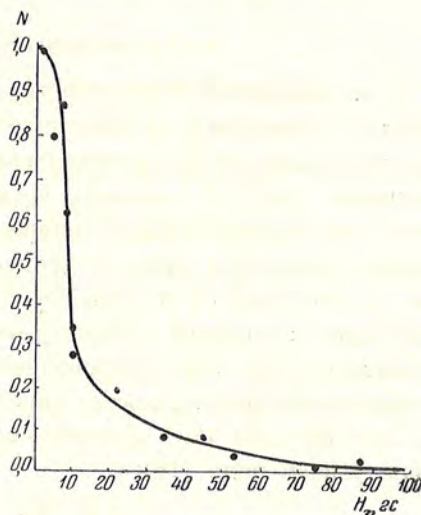
$$I = I_1 - \frac{\partial I_1}{\partial H_z} \frac{\int_{H_z}^{\infty} \varphi(H) H dH}{\varphi(H_z) H_z}. \quad (7)$$

Таким образом, для редукции наблюдаемой кривой необходимо определить функции распределения напряженности магнитного поля.

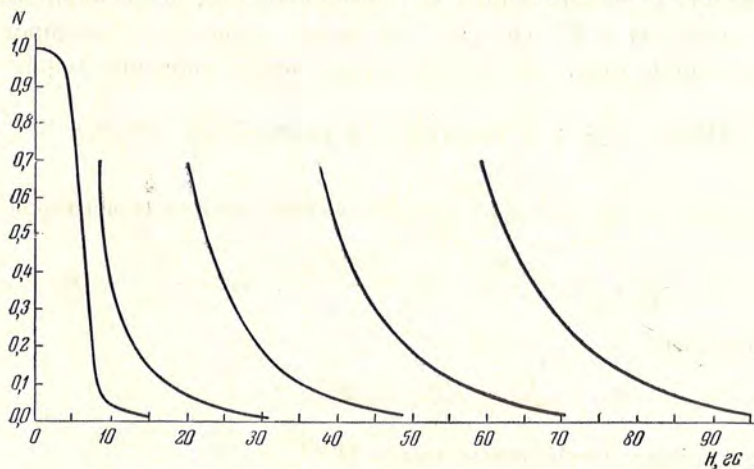
На фиг. 13 представлена функция распределения для H_z -компоненты, построенная по одной из детальных карт магнитных полей. При построении функции распределения производилось измерение поля вдоль определенного разреза через 4". Отдельные точки являются нормальными местами, по которым проведена сглаженная кривая распределения поля. Плотность вероятности при $H_z = 0$ принята за единицу. Как мы видим, встречаемость $H = 95$ гс почти на два порядка меньше встречаемости полей, составляющей 0—5 гс.

Для построения распределения по абсолютной величине напряженности магнитного поля мы воспользовались формулой (3).

На фиг. 14 представлено распределение $\varphi(H)$. Как мы видим, наибольшая встречаемость полей в активной области падает на интервал напря-



Фиг. 13. Функция распределения H_z -компоненты напряженности магнитного поля для активной области



Фиг. 14. Функция распределения полной напряженности магнитного поля H . Для каждой последующей кривой масштаб ординаты увеличен в 10 раз

женности поля $0 < H < 6$ гс. Вычисление I по формуле (7) с привлечением наблюдаемого распределения поля представлено на фиг. 5 (пунктирная

кривая). Как видим, зависимость яркости от величины поля после редукции стала более резкой, что и следовало ожидать. Для $H > 6$ гс редуцированная и наблюдаемая кривые различаются мало. Для $H < 6$ гс различие становится заметным. Однако следует указать, что редукция при $H < 6$ гс весьма неточна, так как в этой области очень важно иметь точные значения $\partial I_1 / \partial H_2$. Именно в этой области наблюдаемая кривая, к сожалению, не дает нужной точности, чтобы уверенно произвести редукцию.

§ 3. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПРОВОДИМОСТИ

Для выяснения возможности нагрева флоккулов электромагнитными полями остановимся на электрических свойствах газа хромосферы. Прежде всего, выведем коэффициенты проводимости среды на основании теории Каулинга [14]. До недавнего времени считалось, что присутствие магнитного поля не увеличивает количество джоулева тепла, выделяющегося в единице объема за единицу времени. Впервые на основании приближенных вычислений Л. Э. Гуревич [15] показал, что если радиус кривизны траектории электрона меньше длины сводного пробега, то в присутствии магнитного поля электропроводность уменьшается. Более точную теорию коэффициента проводимости, определяющего потери через джоулево тепло, дал Каулинг [14]. Выражение для плотности тока можно записать в следующем виде [16]:

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}'_{\parallel} + \sigma_1 \mathbf{E}'_{\perp} + \sigma_2 \mathbf{E}_{n\perp}, \quad (8)$$

где $\mathbf{E}'_{\parallel}$ и $\mathbf{E}'_{\perp}$ — соответственно компоненты напряженности электрического поля, параллельные и перпендикулярные магнитному полю.

$$\mathbf{E}_{n\perp} = \frac{|\mathbf{H}\mathbf{E}|}{H}$$

по абсолютной величине равна $\mathbf{E}'_{\perp}$, но направлена перпендикулярно магнитному полю $\mathbf{H}$ и $\mathbf{E}'$. На фиг. 15 даны компоненты векторов напряженности поля и тока. Вычислим потери через джоулево тепло:

$$(\mathbf{E}'\mathbf{j}) = \frac{\bar{j}^2}{\sigma_3} = \mathbf{E}'\mathbf{j} \cos(\widehat{\mathbf{E}'\mathbf{j}}) = \mathbf{E}'\mathbf{j} (n_1 n_2 + l_1 l_2 + m_1 m_2), \quad (9)$$

где n_1 , l_1 , m_1 и n_2 , l_2 , m_2 — направляющие косинусы векторов $\mathbf{E}'$ и $\mathbf{j}$,

$$n_1 = 0, \quad l_1 = \frac{E'_{\perp}}{E_1}, \quad m_1 = \frac{E'_{\parallel}}{E_1}; \quad n_2 = \frac{\sigma_2 E'_{\parallel}}{j}, \quad l_2 = \frac{\sigma_1 E'_{\perp}}{j}, \quad m_2 = \frac{\sigma_0 E'_{\parallel}}{j}$$

и, следовательно,

$$\frac{j^2}{\sigma_3} = \sigma_1 E'^2_{\perp} + \sigma_2 E'^2_{\parallel}. \quad (10)$$

При отсутствии компоненты вдоль $\mathbf{H}$ ($E'_{\parallel} = 0$)

$$\frac{j^2}{\sigma_3} = \sigma_1 E'^2_{\perp}. \quad (10')$$

С другой стороны, из (8) следует:

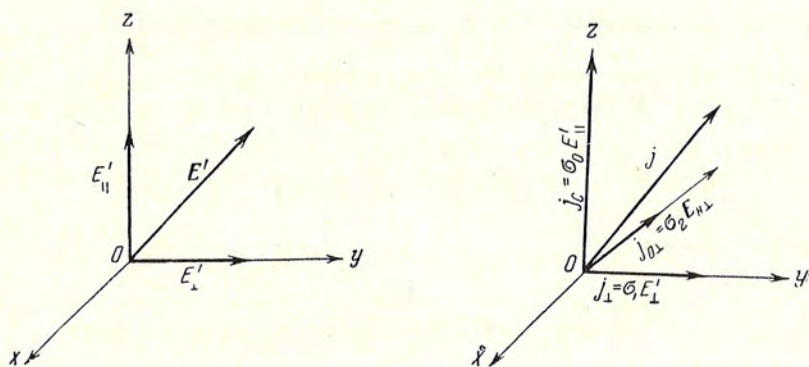
$$j^2 = E'^2_{\perp} (\sigma_1^2 + \sigma_2^2). \quad (11)$$

Исключая из (10') $E'_\perp$, используя (11), получим известное соотношение между коэффициентами проводимости:

$$\sigma_3 = \sigma_1 + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1}. \quad (12)$$

Совместное решение уравнений движения нейтральных атомов, ионов и электронов с учетом взаимной вязкости этих частиц позволило Каулингу [14] получить выражения для тока (см. (24) в [14]):

$$\begin{aligned} n_e e E' = & \frac{k k_e + k k_i + k_i k_e}{k_i + k_e} H \mathbf{j} + (1 - 2\beta F) [\mathbf{j} \mathbf{H}] - \\ & - \frac{1}{2} \{1 - f - 2\beta (F - f)\} \nabla p - \frac{F}{H(k_i + k_e)} \{F [[\mathbf{j} \mathbf{H}] \mathbf{H}] - \\ & - (F - f) [\nabla p \mathbf{H}]\} \end{aligned} \quad (13)$$



Фиг. 15. Компоненты напряженности электрического поля и плотности тока. Внешнее поле H_0 направлено параллельно оси z

Здесь

$$k = (\omega_e \tau)^{-1}, \quad k_i = (\omega_i \tau_i)^{-1}, \quad k_e = (\omega_e \tau_e)^{-1};$$

где ω_e и ω_i — частоты жироции соответственно электрона и иона, τ — среднее время между столкновениями электрона с ионами, τ_i — среднее время между столкновениями иона с нейтральными атомами и τ_e — электрона с нейтральными атомами;

$$F = \frac{\rho_a}{\rho_a + \rho_i + \rho_e}, \quad f = \frac{p_a}{p_a + p_i + p_e}, \quad \beta = \frac{k_e}{k_i + k_e}. \quad (14)$$

Пренебрегая в уравнении (13) ∇p и разрешая относительно $\mathbf{j}$, получим:

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}' - \alpha_1 [\mathbf{j} \mathbf{H}] + \alpha_2 [[\mathbf{j} \mathbf{H}] \mathbf{H}], \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_0 = & \frac{k_i + k_e}{k k_e + k k_i + k_i k_e} \frac{n_e e}{H}; \quad \alpha_1 = \frac{k_i + k_e}{k k_e + k k_i + k_i k_e} \frac{1 - 2\beta F}{H}; \\ \alpha_2 = & \frac{1}{k k_e + k k_i + k_i k_e} \frac{F^2}{H^2}. \end{aligned}$$

Подставляя в правую часть (15) выражение для тока (8), получим:

$$\mathbf{j} = \frac{k_i + k_e}{kk_e + kk_i + k_i k_e} \cdot \frac{1}{H} \left\{ n_e e \mathbf{E}'_{\parallel} + [n_e e - (1 - 2\beta F) \sigma_2 H - \frac{F^2 H}{k_i + k_e}] \mathbf{E}'_{\perp} + \right. \\ \left. + \left[(1 - 2\beta F) \sigma_1 H - \frac{F^2 H}{k_i + k_e} \sigma_2 \right] \mathbf{E}_{n\perp} \right\}. \quad (16)$$

Сравнивая коэффициенты при одинаковых компонентах напряженности электрического поля в (16) и в (8), получим:

$$\sigma_1 = \frac{(k_i + k_e) [n_e - (1 - 2\beta F) H \sigma_2 - \frac{F^2 H}{k_i + k_e}] \cdot \frac{1}{H}}{kk_e + kk_i + k_i k_e}; \quad (17)$$

$$\sigma_2 = \frac{k_i + k_e}{kk_e + kk_i + k_i k_e} \left[(1 - 2\beta F) H \sigma_1 - \frac{F^2 H}{k_i + k_e} \right] \frac{1}{H}. \quad (18)$$

Разрешая относительно σ_1 и σ_2 , получим окончательно:

$$\sigma_1 = \frac{n_e e}{H} \frac{(kk_e + kk_i + k_i k_e + F^2) (k_i + k_e)}{(F^2 + kk_e + kk_i + k_i k_e)^2 + (k_i + k_e)^2}, \quad (19)$$

$$\sigma_2 = \frac{n_e e}{H} \frac{(k_i + k_e)^2}{(F^2 + kk_e + kk_i + k_i k_e)}, \quad (20)$$

и, воспользовавшись (12),

$$\sigma_3 = \frac{n_e e}{H} \frac{k_i + k_e}{F^2 + kk_e + kk_i + k_i k_e}, \quad (21)$$

$$\sigma_0 = \frac{n_e e}{H} \frac{k_i + k_e}{kk_e + kk_i + k_i k_e}. \quad (22)$$

Эти четыре коэффициента определяют проводимость частично ионизированного газа. σ_0 — проводимость газа вдоль магнитного поля, σ_1 — перпендикулярно полю, но в плоскости, содержащей векторы $\mathbf{H}$ и $\mathbf{E}'$ и σ_2 — проводимость тока Холла в направлении, перпендикулярном плоскости $(\mathbf{E}', \mathbf{H})$; σ_3 — эффективная проводимость, обуславливающая джоулевы потери при $E'_{\parallel} = 0$. Из формулы (21) следует, что, если газ полностью ионизован ($F = 0$), то $\sigma_3 = \sigma_0$. Дополнительные потери тока возникают вследствие соударений заряженных частиц с нейтральными атомами. Выражение (21) совпадает, как и следовало ожидать, с тем, что было получено Каулингом [14].

Теперь произведем расчет этих коэффициентов для хромосферы.

Для определения проводимости на различных высотах хромосферы примем полуэмпирическую модель хромосферы, вычисленную в работе [17]. Тонкую структуру хромосферы мы пока не рассматриваем. В табл. 4 представлены концентрации: ионов n_i (столбец 3), нейтральных атомов водорода, гелия и общее число нейтральных атомов (столбцы 4, 5, 6). В столбцах 7 и 8 даны средние молекулярные веса ионов μ_i и нейтральных атомов μ_a . Для $h = 13\,000$ и $h = 20\,000$ км данные взяты из работы [18]. Для 5000 и 6000 км ионная температура нами получена интерполяцией. Эта

температура несколько выше, чем в [17]. Для вычисления k , k_i и k_e мы воспользуемся формулами (31) и (32) из работы [14]. Эффективное сечение при соударениях заряженных частиц определялось по формуле, приведенной в работе [19]:

$$\sigma_{ie} = \frac{\pi Z^2 e^4}{4k^2 T^2} \ln \left[1 + \left(\frac{4kT}{Ze^2 n^{1/2}} \right)^2 \right]. \quad (23)$$

Таблица 4

h , км	T пои., градусы	n_i	n_H	n_{He}	n_a	μ_i	μ_a
0	4600	$1,2 \cdot 10^{12}$	$7,9 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$9,5 \cdot 10^{15}$	33	1,5
250	4800	$2,8 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$3,2 \cdot 10^{14}$	$1,9 \cdot 10^{15}$	26	1,5
500	4950	$9,0 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^{14}$	$6,2 \cdot 10^{13}$	$3,7 \cdot 10^{14}$	19	1,5
750	5100	$6,2 \cdot 10^{10}$	$7,9 \cdot 10^{13}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$9,5 \cdot 10^{13}$	11	1,5
1000	5300	$5,3 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	$4,0 \cdot 10^{12}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	3	1,5
1500	5600	$3,2 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	$4,0 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	1,5	1,5
2000	5850	$2,5 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{11}$	$5,1 \cdot 10^{10}$	$3,0 \cdot 10^{11}$	1	1,5
3000	6000	$1,6 \cdot 10^{10}$	$3,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$4,7 \cdot 10^{10}$	1	1,7
4000	6100	$1,0 \cdot 10^{10}$	$1,0 \cdot 10^{10}$	$4,0 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^{10}$	1	1,9
5000	6800	$6,3 \cdot 10^9$	$2,0 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^9$	1	2,4
6000	7500	$4,0 \cdot 10^9$	$4,0 \cdot 10^8$	$8,8 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^9$	1	3,0
10 000	20 000	$2,0 \cdot 10^9$		$4,0 \cdot 10^8$	$4,0 \cdot 10^8$	1	4,0
13 000	10^5	10^9		$2,0 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^8$	1	4,0
22 000	10^6	$3,0 \cdot 10^8$		$6,0 \cdot 10^7$	$6,0 \cdot 10^7$	1	4,0

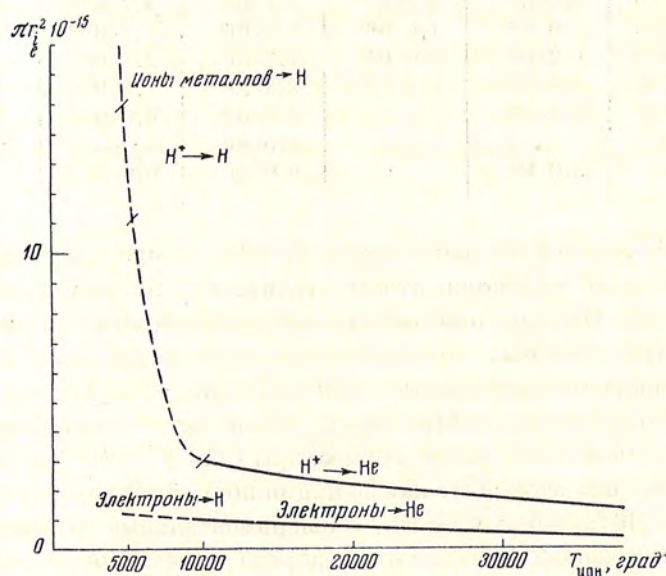
В верхней хромосфере, как следует из табл. 4, преобладающими нейтральными атомами являются атомы гелия, а в нижней хромосфере — атомы водорода. Поэтому при определении величин эффективных сечений упругого удара электрона с нейтральными атомами мы должны брать для верхней хромосферы эффективные сечения для He, а для нижней — для H.

Эффективные сечения нейтральных атомов могут быть уверенно найдены только для верхней части хромосферы (для $T > 9000^\circ$) [20]. Полные сечения соударения атомов He как функция ионной температуры представлены на фиг. 16 (нижняя кривая). Экспериментальные данные о полных эффективных сечениях атомарного водорода с электроном отсутствуют.

Мы примем для нижней хромосферы величину радиуса столкновения нейтрального атома с электроном, принятую Каулингом [14] — $r = 2 \cdot 10^{-8}$ см. На фиг. 16 интерполированная область с неуверенной величиной эффективного сечения представлена пунктиром. В этой области возможна ошибка в определении эффективного сечения на порядок.

Не лучше обстоит дело с величинами эффективных сечений столкновений понов с нейтральными атомами. В области нижней хромосферы ($0 < h < 250$ км) преобладают столкновения ионов Si, Mg, Fe, Al, Na, Ca с атомами водорода. Наиболее обильными из них являются ионы Si, Fe и Mg. В области $1000 < h < 2000$ км общее сечение определяется столкновениями $H^+ \rightarrow H$ и в верхней области хромосферы при $h > 10\,000$ км основную роль играют столкновения протонов с нейтральными атомами He. Известно эффективное сечение только для столкновений протона с He [21].

h , км	H , гс	k	k_i	k_e	F	σ_0
0	100	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^2$	$3,8 \cdot 10^{-1}$	1,00	$4,4 \cdot 10^{-10}$
250	98	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^1$	$8,2 \cdot 10^{-2}$	1,00	$4,9 \cdot 10^{-10}$
500	94	$4,3 \cdot 10^{-3}$	9,1	$1,6 \cdot 10^{-2}$	1,00	$7,4 \cdot 10^{-10}$
750	91	$3,1 \cdot 10^{-3}$	4,5	$4,1 \cdot 10^{-3}$	1,00	$1,5 \cdot 10^{-9}$
1000	88	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	1,00	$2,6 \cdot 10^{-9}$
1500	85	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,98	$3,8 \cdot 10^{-9}$
2000	80	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	0,95	$5,5 \cdot 10^{-9}$
3000	70	$9,0 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-6}$	0,85	$8,7 \cdot 10^{-9}$
4000	60	$6,3 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$9,8 \cdot 10^{-7}$	0,72	$1,6 \cdot 10^{-8}$
5000	50	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-7}$	0,58	$3,8 \cdot 10^{-8}$
6000	40	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	0,50	$7,6 \cdot 10^{-8}$
10000	10	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$	0,45	$1,6 \cdot 10^{-7}$
13000	~ 1	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	0,44	$4,0 \cdot 10^{-7}$
20000	$\sim 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	0,44	$1,0 \cdot 10^{-6}$



Фиг. 16. Зависимость величины эффективного сечения столкновений заряженных частиц с нейтральными атомами от ионной температуры в хромосфере

Нижняя кривая — для столкновений электронов с нейтральными атомами; верхняя кривая — для столкновений ионов с нейтральными атомами

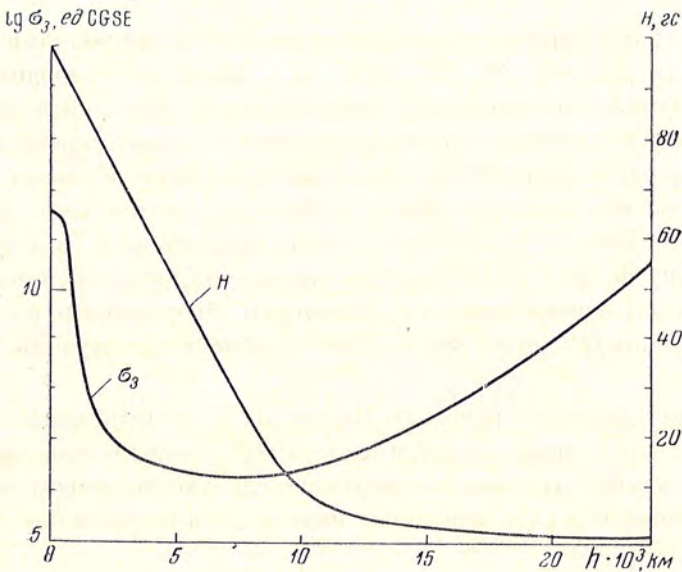
Поэтому принимаем в нижней части хромосферы радиус столкновения иона с атомом согласно [14], $r = 7,5 \cdot 10^{-8}$ см, а для верхней хромосферы эффективное сечение столкновения протона с гелием (см. фиг. 16 — сплошная часть кривой). Интерполяционную часть кривой, где ошибка в определении величины сечения возможна даже на целый порядок, мы обозна-

Таблица 5

σ_1	σ_2	σ_3	U , см/сек	V , см/сек	$8 \pi V^2 \sigma_3$
$6,8 \cdot 10^{-11}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$4,5 \cdot 10^{-10}$	$6,5 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^7$
$4,6 \cdot 10^{-12}$	$4,4 \cdot 10^{-11}$	$4,3 \cdot 10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^9$
$2,0 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	$1,1 \cdot 10^{-10}$	$6,7 \cdot 10^5$	$8,6 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^9$
$1,5 \cdot 10^{-12}$	$5,0 \cdot 10^{-12}$	$2,0 \cdot 10^{-11}$	$6,8 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^9$
$9,4 \cdot 10^{-13}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$2,0 \cdot 10^{-12}$	$6,9 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^9$
$2,7 \cdot 10^{-13}$	$1,2 \cdot 10^{-14}$	$2,7 \cdot 10^{-13}$	$7,0 \cdot 10^5$	$9,7 \cdot 10^6$	$6,2 \cdot 10^9$
$2,8 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-16}$	$2,9 \cdot 10^{-14}$	$7,0 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^{10}$
$8,5 \cdot 10^{-15}$	$1,7 \cdot 10^{-17}$	$8,5 \cdot 10^{-15}$	$7,2 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^{10}$
$4,6 \cdot 10^{-15}$	$7,6 \cdot 10^{-18}$	$4,6 \cdot 10^{-15}$	$7,5 \cdot 10^5$	$6,9 \cdot 10^7$	$3,8 \cdot 10^{10}$
$2,9 \cdot 10^{-15}$	$3,8 \cdot 10^{-18}$	$2,9 \cdot 10^{-15}$	$7,8 \cdot 10^5$	$8,9 \cdot 10^7$	$5,9 \cdot 10^{10}$
$2,1 \cdot 10^{-15}$	$2,7 \cdot 10^{-18}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$	$8,4 \cdot 10^5$	$9,9 \cdot 10^7$	$5,8 \cdot 10^{10}$
$2,7 \cdot 10^{-15}$	$2,2 \cdot 10^{-18}$	$2,7 \cdot 10^{-15}$	$1,6 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^9$
$2,4 \cdot 10^{-14}$	$4,0 \cdot 10^{-19}$	$2,4 \cdot 10^{-14}$	$2,9 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^9$
$4,8 \cdot 10^{-10}$	$5,1 \cdot 10^{-12}$	$4,8 \cdot 10^{-11}$	$9,5 \cdot 10^6$	$9,4 \cdot 10^5$	$7,2 \cdot 10^8$

чали пунктиром. В верхней хромосфере мы не принимаем во внимание соударение $\text{He}^+ \rightarrow \text{He}$ в силу малого содержания He^+ .

Результаты вычислений коэффициентов проводимости с принятыми эффективными сечениями соударений представлены в табл. 5 (столбцы 7—10). На фиг. 17 приведено изменение σ_3 с высотой в хромосфере.



Фиг. 17. Изменение σ_3 с высотой в хромосфере и принятое распределение магнитного поля

Как мы видим, в хромосфере наибольшая величина σ_3 , ответственная за выделение джоулева тепла, имеет место в нижней хромосфере (при $h = 0$, $\sigma_3 = 4,5 \cdot 10^{-10}$). На уровне 3000—5000 км ее величина уменьшается в 10^5 раз, в то время как проводимость вдоль магнитного поля возрастает

в 10^2 раз. Таким образом, в области высот флоккулов при $2000 < h < 13000$ км создаются благоприятные условия для нагрева частично ионизованного газа за счет потерь на джоулево тепло. При этом столкновения ионов с нейтральными атомами и ионов с электронами играют примерно одинаковую роль в преобразовании электромагнитной энергии в тепловую. Роль столкновений электронов с нейтральными атомами в нагреве незначительна.

Следует отметить, что вычисленные нами величины для σ_1 , σ_2 и σ_3 значительно отличаются от вычисленных в работе [22], без учета присутствия в хромосфере нейтрального He с использованием менее точных формул для коэффициента проводимости. Для высот, где возникают флоккулы, $F^2 \gg k k_i + k k_e + k_i k_e$, поэтому:

$$\sigma_3 \approx \frac{1}{H^2}, \quad (24)$$

т. е. обратно пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля.

В нижней хромосфере $F^2 \ll k k_i + k k_e + k_i k_e$ и σ_3 не зависит от величины H : $\sigma_3 = \sigma_0$. Уменьшение σ_3 в области хромосферы вызвано столкновениями протонов с нейтральными атомами водорода и гелия, а также столкновениями протонов с электронами, как это можно видеть при сравнении величин k , k_i и k_e , приведенных в табл. 5 (столбцы 3, 4, 5).

§ 4. НАГРЕВ ХРОМОСФЕРЫ МАГНИТНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ

Нагрев хромосферы магнитно-гидродинамическими волнами обсуждался во многих работах [16, 23, 24 и др.]. Магнитно-гидродинамические волны являются тем процессом, который может переносить большое количество энергии на значительные расстояния и может перенести энергию подфотосферных и фотосферных слоев в хромосферу и корону. И естественно думать, что тепловой эффект в областях, связанных с локальными магнитными полями, может быть вызван поглощением магнитно-гидродинамических волн. В ионизованной сжимаемой среде возникают четыре типа волн [25], однако здесь мы рассмотрим обыкновенные (O) и необыкновенные волны (E), подобные волнам Альфвена для несжимаемой жидкости.

Совместное решение уравнений Максвелла и гидродинамического уравнения для слабого возмущения в сжимаемой анизотропной среде после исключения компонент скорости среды дают следующие уравнения (связывающие компоненты индуцированного поля и параметры волны ([25], уравнения (11) (12)):

$$\left\{ k^2 + i \varepsilon_0 \omega^2 - i \varepsilon_0 V^2 k^2 \left(\frac{\omega^2 - U^2 \cos^2 \phi}{\omega^2 - U^2 k^2} \right) \right\} H_x + \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \cos^2 \phi k^2 H_y = 0, \quad (25)$$

$$\left(k^2 + i \varepsilon_0 \omega^2 - i \varepsilon_0 V^2 \cos^2 \phi k^2 \right) H_y - \frac{\sigma_2}{\sigma_1} k^2 H_x = 0. \quad (26)$$

Здесь $\varepsilon_0 = \frac{4\pi\sigma_3}{\omega}$, ω — частота возмущения, ϕ — угол между направлениями распространения возмущения и осью z , вдоль которой направле-

по невозмущенное магнитное поле напряженности H_0 . U — скорость звуковой волны, V — скорость Альфвена. Как видно из табл. 5 (столбцы 11 и 12), в самой нижней области хромосферы ($0 \leq h < 250$ км) скорость звуковой волны превосходит скорость волны Альфвена и затем в интервале $1000 \text{ км} < h < 10\,000 \text{ км}$ значительно меньше ее. Так как $\frac{\omega}{k} \sim V$, то в этой области (25) и (26) дают уравнение дисперсии:

$$\frac{\omega^2}{k^2} = V^2 S^2 + \frac{i}{\varepsilon_0}, \quad (27)$$

где

$$S^2 = 1 - \frac{\sin^2 \psi}{2} + \left[\frac{\sin^4 \psi}{4} + \left(\frac{\varepsilon_0 \sigma_1}{\sigma_2} V^2 \right)^2 \cos^2 \psi \right]^{1/2}, \quad (28)$$

и коэффициент поглощения волн

$$k_1 = \frac{\omega^2}{8\pi\sigma_3 V^3 S^3} \quad (29)$$

для частот $\omega < 10 \text{ сек}^{-1}$, $\frac{\sigma_2}{\varepsilon_0 \sigma_1 V^2} < 10^{-2}$,

поэтому

$$S_2 = 1 - \frac{\sin^2 \psi}{2} + \frac{\sin^2 \psi}{2}.$$

Для волны (O) $S = \cos \psi$ и волны (E) $S = 1$.

Величина знаменателя уравнения (29) для коэффициента поглощения дана в столбце 13 табл. 5.

Как видно из формулы (21), коэффициент проводимости, определяющий потери через джоулево тепло, имеет следующую зависимость от магнитного поля:

$$\sigma_3 = \frac{a}{H^2 F^2 + c},$$

где значения величин a и c очевидны из формулы (21).

Для полностью ионизованного газа ($F = 0$) σ_3 не зависит от поля H , но при наличии даже слабой концентрации нейтральных атомов (они не подвергаются действию магнитных и электрических сил, благодаря соударениям с заряженными частицами) происходит переход энергии магнитно-гидродинамической волны в джоулево тепло. Проводимость σ_3 вначале слабо зависит от H , а затем с повышением концентрации нейтральных атомов, когда

$$H^2 F^2 \gg c, \quad (30)$$

убывает обратно пропорционально напряженности внешнего магнитного поля

$$\sigma_3 \approx \frac{1}{H^2}.$$

Поэтому коэффициент поглощения гидродинамических волн (29) будет убывать при полной ионизации обратно пропорционально H^3 , а при наличии такого количества нейтральных частиц, что имеет место неравенство (30), будет убывать обратно пропорционально H . В промежуточном случае k_1 убывает с увеличением H слабее, чем H^3 . Таким образом, в хромо-

сфере поглощение всегда убывает с возрастанием поля быстрее, чем H^{-1} (см. [29]). Это может вызвать уменьшение выделения джоулева тепла в областях сильного поля и вызвать потемнение в факеле и над участками сильных локальных полей и над солнечными пятнами.

Для количественной оценки потери энергии магнитно-гидродинамическими волнами подсчитаем джоулевы потери. Пренебрегая членом смещения и поворачивая систему координат так, чтобы

$$j_y = j_z = 0,$$

видим, что ток будет зависеть от изменения по высоте напряженности магнитного поля, связанного с волной, следующим образом:

$$j_x = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial H'_y}{\partial z},$$

где

$$H'_y = H'_0 e^{kz + i\omega t},$$

k — комплексный коэффициент поглощения.

Отсюда

$$j = \frac{c}{4\pi} H'_0 k e^{-k_1 z + i(\omega t - \frac{z}{x} + \varphi)}.$$

Таким образом, среднее количество тепловой энергии в 1 см^3 , выделяющееся за период, равно:

$$W = \frac{j^2}{\sigma_3} = \frac{1}{2} H'_0 \cdot \frac{\omega^2 c^2}{\sigma_3 V^2} l - \frac{2\omega^2 z}{V^3 \sigma_3}. \quad (31)$$

Убывание яркости кольцевого флоккула в центральной части определяется в уравнении (31) последним множителем. На фиг. 11 мы видим, что убывание яркости к центру флоккула в отдельных кольцевых флоккулах начинается в среднем с $H'_0 < 70 \text{ гс}$.

Произведем оценку величины напряженности магнитного поля, которое переносится магнитно-гидродинамической волной.

Если процесс нагрева хромосферы вызван поглощением этих волн, то в том случае, когда $H' < H_0$, дифференциальные уравнения магнитной гидродинамики делаются линейными и имеет место выражение (29) для коэффициента поглощения.

В случае, если $H' \gtrsim H_0$, уравнения делаются нелинейными. Эти уравнения при конечной проводимости не решены. Можно предполагать, что в том случае, когда поле возмущения H' значительно больше невозмущенного поля H_0 , волны не появляются и возмущение диссипирует. Возникающие при этом токи производят нагрев флоккула. Быть может, этим объясняется прямая зависимость между яркостью флоккула и напряженностью при полях $H' < 30 \text{ гс}$ (см. фиг. 5 — 8). (Дальнейшее развитие теории должно решить этот вопрос.)

Оценим порядок величины напряженности магнитного поля в магнитно-гидродинамической волне. Будем считать, что там, где имеет место наибольшая яркость в кольце при соответствующей величине поля, урав-

нения делаются нелинейными. Для флоккула, как мы видим в табл. 3, средняя величина H , при которой наступает максимальное значение яркости, равна 100 гс. Поэтому примем в среднем величину H'_0 — напряженность поля волны на уровне фотосферы, равной 100 гс. Если считать, что механизмом свечения флоккулов в линии К Са⁺ является электронный удар, а вероятным механизмом свечения водородных флоккулов — возбуждение атомов водорода электронным ударом со второго на третье состояние с последующим переизлучением [10], то нужно подсчитать ту дополнительную энергию, которая необходима для повышения ионной температуры до 7500°. Для этого температуру хромосферы необходимо повысить на 1500—3000°, что потребует дополнительной энергии 0,01—0,02 эрг/см³.

Как видно из табл. 6, такая энергия при среднем $H'_0 = 10^2$ гс может быть выделена в результате поглощения магнитно-гидродинамических волн с частотами $\omega > 0,1$ сек⁻¹.

Таблица 6

$h, \text{ км}$	$j^2/\sigma_0, \text{ эрг/см}^3$			kz		
	$\omega=1 \text{ сек}^{-1}$	$\omega=10^{-1} \text{ сек}^{-1}$	$\omega=10^{-2} \text{ сек}^{-1}$	$\omega=1 \text{ сек}^{-1}$	$\omega=10^{-1} \text{ сек}^{-1}$	$\omega=10^{-2} \text{ сек}^{-1}$
1 000	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$8,5 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$
4 000	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-6}$
10 000	$6,4 \cdot 10^{-1}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-1}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$
13 000	$6,5 \cdot 10^1$	$6,5 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^2$	2,8	$2,8 \cdot 10^{-2}$

Волны от грануляции практически не поглощаются.

Сравнивая величины напряженности магнитно-гидродинамических волн, выходящих в флоккульных площадках и через пятно, мы видим, что энергия волн в пятнах почти на два порядка больше энергии волн в локальных полях.

Как видим, в области максимума поля волны испытывают минимальное поглощение. Поэтому эти области можно рассматривать как «окна», через которые проходят в корону, почти не испытывая поглощения в хромосфере, магнитно-гидродинамические волны, несущие в себе огромное количество энергии из подфотосферных и фотосферных слоев.

Несмотря на всю заманчивость объяснения нагрева флоккулов и хромосферы поглощением магнитно-гидродинамических волн и на совпадение кольцевой структуры флоккулов с локальными полями и полями солнечных пятен, необходимо указать на те трудности, которые следует преодолеть для того, чтобы быть уверенным, что именно этот механизм определяет нагрев. Первая трудность заключается в том, что нам совершенно не известен частотный спектр возмущений. Если предполагать, что возмущения вызваны турбулентными движениями в магнитном поле, то для нижней и средней хромосферы источником возмущения могут быть турбулентные элементы высокочастотного спектра [26], т. е. те, которые

определяют расширение линий. Волны, порождаемые грануляцией, если частично и поглощаются (судя по принятой нами модели хромосферы), то только в верхней хромосфере.

Следующая трудность заключается в незнании точной структуры хромосферы и распределения поля с высотой над областями локальных образований, что ограничивает возможность точной оценки эффекта нагрева. К этому необходимо добавить, что отсутствие знания величин эффективных сечений при соударениях ионов Mg, Si, Fe и др. с атомами нейтрального водорода не позволяет точно рассчитать коэффициенты проводимости для средней и нижней хромосферы. Это может значительно изменить все проведенные количественные оценки (возможна ошибка на порядок величины). Наконец, как указывалось выше, у нас нет полной теории магнитно-гидродинамических возмущений. Поэтому, если этот механизм и принимать, то с разумной осторожностью. Могут существовать и иные механизмы, приводящие к ослаблению яркости в области максимальных магнитных полей [27, 28 и др.].

Также мало еще исследованы характеристики послевспышечных флоккулов (второй механизм их возникновения), распространение и зависимость яркости от конфигурации магнитного поля. Физическая картина возникновения этого рода флоккулов довольно ясна и следует из теории пинч-эффекта, развитой А. Б. Северным [9] для объяснения возникновения вспышек. Исследование распространения фронта яркости вспышек, проведенное в работе (29), по-видимому, указывает на движение ударной волны, и продолжение этих работ является многообещающим.

Необходимо остановиться на новом механизме поглощения магнитногидродинамических волн, предложенном Пиддингтоном [23]. Коэффициент поглощения волны, полученный им, учитывает вязкость, вызванную столкновениями ионов с нейтральными атомами, и имеет вид:

$$k_1 = \frac{\omega^2 \tau_i \eta}{2VS(1 + \eta)},$$

где

$$\eta = \frac{\rho_a}{\rho_i}.$$

Этот коэффициент поглощения превосходит по величине коэффициент поглощения (29), и процессы поглощения проходят более интенсивно. Однако в исходных уравнениях автором была допущена неточность. В уравнении трехсоставной среды он учитывал только уравнения движения для ионов, приписав действие на ионы силе $[jH]$, определяемой полным током. Для трехсоставного газа необходимо решить совместно с уравнениями Максвелла три уравнения движения: отдельно для нейтральных атомов, для электронов и ионов, для которых силы, действующие на заряженные частицы, определяются соответственно $j_{\text{электр}}$ и $j_{\text{ион}}$. При решении полной системы результирующий коэффициент поглощения не отличается от (29).

В заключение выражаем благодарность А. Б. Северному и С. И. Гопасюку за обсуждение вопросов, затронутых в настоящей статье, а также А. А.-Г. Гарунову и А. Е. Балковому за оформление части наблюдательного материала.

Л и т е р а т у р а

1. К. О. Кипенхойер. Гл. «Солнечная активность», в кн. Солнечная система, под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 351.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., **20**, 52, 1958.
3. G. E. Hale. Ap. J., **71**, 73, 1930.
4. D'Azambuja. Ann. obs. Paris-Meudon, **8**, f. 2, 1, 1930.
5. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952, стр. 296.
6. H. W. Babcock. H. D. Babcock. Ap. J., **121**, 2, 349, 1955.
7. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., **19**, 3, 1959.
8. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., **15**, 31, 1955.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., **20**, 22, 1958.
10. Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., **17**, 162, 1957.
11. В. Бумба. Солнечные данные, **3**, 105, 1957.
12. H. Deslandres. Ann. obs. Paris-Meudon, **4**, 1, 1910.
13. В. А. Крат. Изв. ГАО (Пулково), **19**, 5, 1, 1954.
14. T. G. Cowling. M. N., **116**, 1, 114, 1956.
15. Л. Э. Гуревич. Вопросы космогонии, **2**, 151, 1954.
16. J. H. Piddington. M. N., **114**, 638, 651, 1955.
17. X. K. ван де Хюльст. Хромосфера и корона, в кн. Солнечная система, под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 210.
18. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 36.
19. С. Б. Пикельнер. Успехи астр. наук, **4**, 291, 1954.
20. В. Я. Грановский. Электрический ток в газах, ч. 1. Гостехиздат, 1952, стр. 105.
21. Landolt-Börnstein. Zahlenwert und Funktionen aus Physik etc., Berlin, Bd. 1, 1950, S. 348.
22. W. G. Baker. D. F. Martyn. Phil. Mag., **246**, 36, 1953.
23. J. H. Piddington. M. N., **116**, 3, 314, 1956.
24. X. Альфвен. Космическая электродинамика. ИЛ, 1952, стр. 178.
25. J. H. Piddington. M. N., **115**, 672, 1955.
26. M. Schwarzschild, R. S. Richardson. Ap. J., **111**, 351, 1950.
27. L. Biermann. Vierteljahrsschr. Astr. Gesellschaft, **76**, 194, 1941.
28. F. Hoyle. Recent Researches in Solar Physics, Cambridge, 1949.
29. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., **19**, 100, 1958.

КОНТУРЫ ЛИНИИ D_1 НАТРИЯ И ГРАДИЕНТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ПЯТНЕ

Э. А. Барановский и В. Е. Степанов

Теоретический расчет асимметрии линии поглощения $Fe \lambda 6173 \text{ \AA}$ для случая магнитного поля, меняющегося с глубиной, проведен Хубанетом [2]. Для сравнительно слабой линии, какой является линия $Fe \lambda 6173 \text{ \AA}$, асимметрия оказалась слишком малой для того, чтобы ее можно было определить фотографически. В настоящей работе для определения градиента магнитного поля по асимметрии линий поглощения была взята линия $Na D_1$. Были получены спектры четырех пятен в области этой линии. Спектры снимались с поляроидной насадкой, стоящей перед щелью спектрографа. Учитывались рассеянный свет и замывание, вызванное дрожанием изображения. Рассеянный свет составлял от 5 до 29% от интенсивности спектра пятна. Замывание оказалось пренебрежимым во всех случаях.

Для определения асимметрии сравнивались между собой контуры с коротковолновой и длинноволновой σ -компонентами или контур и его зеркальное отображение для каждой полосы в отдельности.

Теоретические контуры линии $Na D_1$ вычислялись для модели пятна Мишара. Для лучшего согласия теоретического и наблюдаемого контуров пришлось увеличить число атомов Na в 4—25 раз и ввести гипотетический рассеивающий слой. Все же теоретические контуры очень плохо представляют наблюдения. Это, по-видимому, говорит о том, что модель Мишара является неудовлетворительной.

Сравнение асимметрии вычисленных и наблюдаемых контуров дало значения градиента магнитного поля от 1,0 до 1,8 $гс/км$ для разных пятен.

THE PROFILE OF THE SODIUM D_1 LINE AND THE GRADIENT OF THE MAGNETIC FIELD OF A SUNSPOT, by *E. A. Baranovsky and V. E. Stepanov*.— The asymmetry of the absorption line $Fe \lambda 6173 \text{ \AA}$ for a magnetic field which varies with depth was calculated theoretically by Hubenet [2]. For such a comparatively weak line as $Fe \lambda 6173 \text{ \AA}$ the asymmetry was found to be too small for photographic determination. In the present investigation the Na line D_1 was chosen for the derivation of the gradient of the magnetic field from the asymmetry of absorption lines. Spectra of four sunspots in the region of this line were obtained. These were taken with a polaroid device placed before the slit of the spectrograph. Light scattering and deformation caused by the image tremour were accounted for. Light scattering composed from 5 to 29% of the intensity of the sun spot spectrum. The deformation was found to be negligible in all cases.

For the determination of asymmetry either the profiles with a short-wave and long-wave σ components or the profile and its negative image for each slide separately were compared.

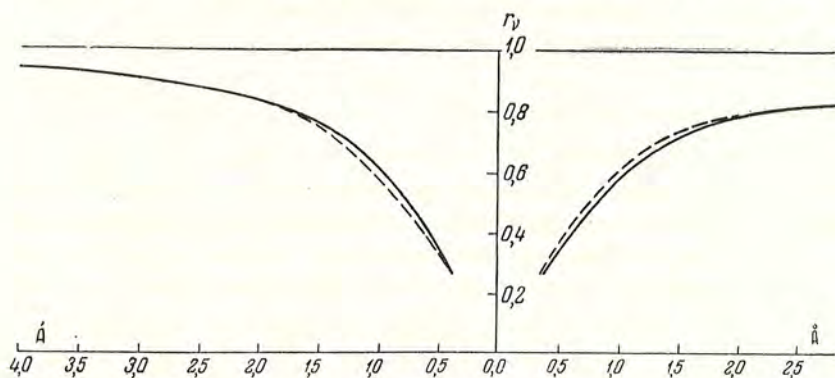
The theoretical profiles of the Na line D_1 were calculated for Michard's sunspot model. In order that there be better agreement between the theoretical and observed profiles it was necessary to increase the number of Na atoms 4—25 times and introduce a hypothetical scattering layer. Nevertheless the theoretical profiles give a very bad repre-

sensation of those observed. This evidently points to the fact that Michard's model is unsatisfactory.

The comparison of the asymmetry of calculated and observed profiles gave a value of the gradient of the magnetic field from 1,0 to 1,8 gauss/km for the different spots.

ВВЕДЕНИЕ

При наличии градиента магнитного поля, направленного в глубь пятна, центральная часть контура любой смещенной компоненты зеемановского расщепления, образующаяся в более высоких слоях фотосферы, смещена меньше, чем крылья контура. Вследствие этого возникает асимметрия кон-



Фиг. 1. Теоретический контур линии Na D₁ в пятне, вычисленный в предположении существования градиента магнитного поля

Сплошная линия — коротковолновая σ -компонента, пунктирная — длинноволновая σ -компонента

тура каждой из σ -компонент в продольном магнитном поле. Вид контура, имеющего такую асимметрию, показан на фиг. 1. Здесь сплошная линия — теоретический контур σ -компоненты линии Na D₁, вычисленный по модели Мишара [1] в предположении градиента магнитного поля, пунктирная линия — зеркальное отображение этого контура.

Впервые теоретический расчет асимметрии линии поглощения в спектре солнечного пятна был проведен Хубанетом [2]. Он определил, что при градиенте магнитного поля $\Delta H = 6,7 \text{ гс/км}$ асимметрия линии Fe $\lambda 6173$ столь незначительна, что ее трудно определить из наблюдений при существующей точности методов фотографической фотометрии. Однако, следует заметить, что формулы, которыми пользовался Хубанет в своих расчетах, очень несовершенны, и поэтому его результаты являются весьма грубыми. Кроме того, выбранная им линия является средней по интенсивности (ее центральная остаточная интенсивность $\sim 0,5$), в то время как асимметрия должна проявляться в большей степени у сильных линий. Поэтому в настоящей работе для определения градиента магнитного поля по асимметрии линии поглощения мы выбрали линию Na D₁ $\lambda 5895,93$ ($^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$).

Магнитное расщепление этой линии $\frac{\pm 2 \pm 4}{3}$, т. е. она имеет две π - и две σ -компоненты. На основании теории коэффициента поглощения в обратном эффекте Зеемана при произвольной ориентации магнитного

поля [3] мы легко могли бы обобщить выражение коэффициента поглощения для триплетного расщепления на этот случай четырех компонент. Однако для простоты мы ограничимся случаем продольного магнитного поля, т. е. случаем, когда линия Na D₁ расщеплена на две σ -компоненты.

§ 1. НАБЛЮДЕНИЯ

Контуры линии Na D₁ были получены для четырех пятен (см. таблицу). Номера групп пятен взяты из «Солнечных данных» [4]. Спектры пятен снимались на Башенном солнечном телескопе (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории (описание см. в [5]). Диаметр Солнца на щели спектрографа равнялся 320 м.м. Фотографирование производилось в IV порядке дифракционной решетки с дисперсией 0,29 Å/мм. Перед щелью спектрографа ставилась поляроидная насадка, описание которой дано в [6] и [7]. Таким образом, для случая продольного поля спектр состоял из ряда полосок, в каждой из которых была уничтожена коротковолновая или длинноволновая σ -компонента. Для каждой серии спектров были получены снимки края Солнца. Это позволило оценить величину замыывания. Для определения рассеянного света снимался ступенчатый ослабитель в центре Солнца и в ореоле с одинаковой щелью и экспозицией. Определение величины замыывания и рассеянного света необходимо для оценки количества света от полутени и фотосферы, попавшего на спектр пятна.

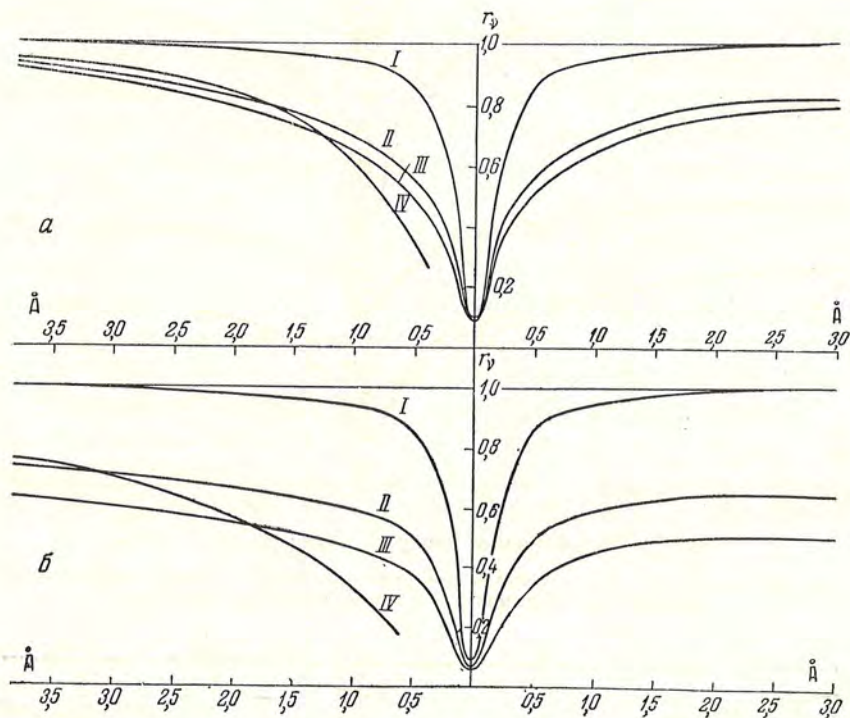
Т а б л и ц а

№ пятна	№ группы и дата	Расстояние от центра диска	Радиус ядра пятна в долях $R_{\odot}$	$\alpha' = \frac{I_{\text{расс}}}{I_{\text{фот}}}$	$\alpha'' = \frac{I_{\text{п}}}{I_{\text{фот}}}$	$\alpha_1 = \frac{I_{\text{расс}}}{I_{\text{п}}}$	$\alpha_2 = \frac{I_{\text{зам}}}{I_{\text{п}}}$	∇H
1	395 28.VIII.1957 г.	0,70	0,010	0,053	0,272	0,195	$1,42 \cdot 10^{-3}$	1,0
2	390 28.VIII.1957 г.	0,36	0,007	0,053	0,356	0,149	$4,95 \cdot 10^{-2}$	1,4
3	423 18.VIII.1957 г.	0,34	0,015	0,0072	0,150	0,048	$5,74 \cdot 10^{-7}$	1,0
4	— 10.II.1958 г.	0,51	0,014	0,017	0,0595	0,286	$2,58 \cdot 10^{-7}$	1,8

Замывание вычислялось методом, описание которого дано в [8]. Отношение $I_{\text{п}}/I_{\text{фот}}$ находилось путем фотометрирования спектров пятен перпендикулярно дисперсии спектрографа в непрерывном спектре (здесь $I_{\text{п}}$ и $I_{\text{фот}}$ — интенсивность излучения соответственно пятна и фотосферы около пятна). Количество света от полутени, попавшего вследствие замыывания на спектр пятна, оказалось пренебрежимым для всех пятен. Величина $I_{\text{зам}}/I_{\text{п}}$ дана в столбце 8 таблицы. Здесь $I_{\text{зам}}$ — интенсивность излучения полутени, попавшего на спектр пятна вследствие замыывания. Рассеянный свет учитывался следующим образом. С помощью снимков ослабителя в центре Солнца и в ореоле находилась величина $I'_{\text{расс}}/I^{\circ}_{\text{фот}}$,

где $I'_{\text{расс}}$ и $I^{\circ}_{\text{фот}}$ — интенсивность излучения соответственно рассеянного света у края Солнца и фотосферы в центре Солнца.

Согласно [8], интенсивность рассеянного света в центре Солнца примерно в два раза больше, чем на краю. Следовательно, $I'_{\text{расс}}/I^{\circ}_{\text{фот}} = 2I'_{\text{расс}}/I^{\circ}_{\text{фот}}$, где $I'_{\text{расс}}$ — интенсивность рассеянного света в центре Солнца. В дальнейшем мы принимаем, что в любой точке диска Солнца



Фиг. 2. Контур линии Na D₁

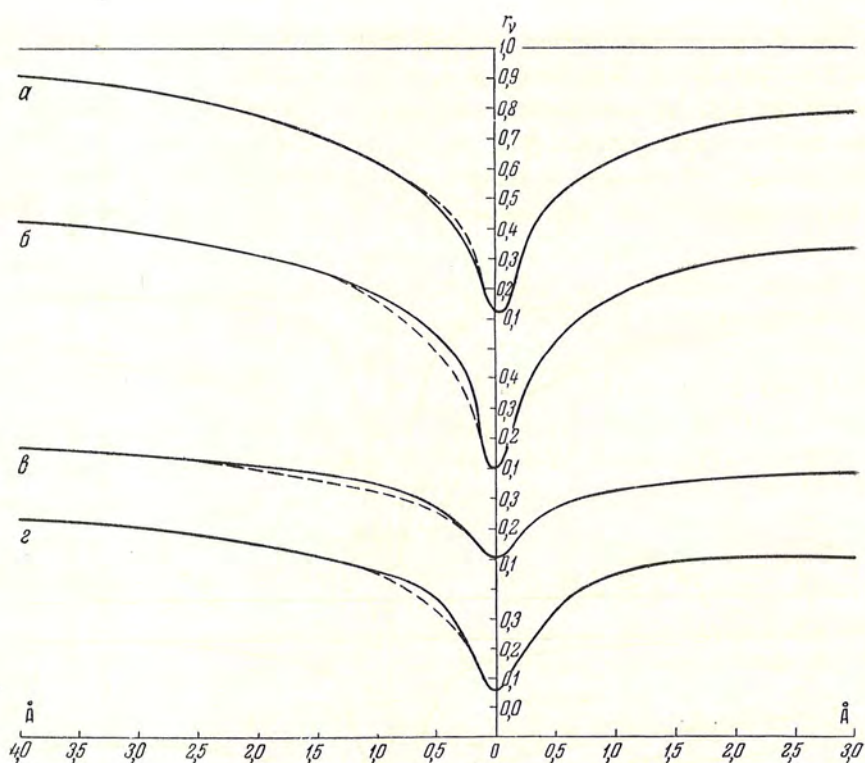
а — пятно 2, б — пятно 4; I — наблюдаемый контур в фотосфере, II — наблюдаемый контур в пятне без учета рассеянного света, III — наблюдаемый контур в пятне после учета рассеянного света, IV — теоретический контур в пятне, вычисленный по модели Мишара

$I_{\text{расс}}/I_{\text{фот}} = I'_{\text{расс}}/I^{\circ}_{\text{фот}}$ (это отношение справедливо в интервале $0 < \rho < 0,85$), где $I_{\text{расс}}$ и $I_{\text{фот}}$ — интенсивность соответственно рассеянного света и фотосферы в этой точке. С помощью величин $\alpha' = I_{\text{расс}}/I_{\text{фот}}$ и $\alpha'' = I_{\text{п}}/I_{\text{фот}}$ находилась величина $\alpha_1 = I_{\text{расс}}/I_{\text{п}} = \alpha'/\alpha''$. Величины α', α'' и α_1 приведены в таблице. Остаточная интенсивность r_v° спектра пятна, исправленная за рассеянный свет, находилась затем по следующей формуле:

$$r_v^{\circ} = \frac{r_v - \alpha_1 r_v'}{1 - \alpha_1},$$

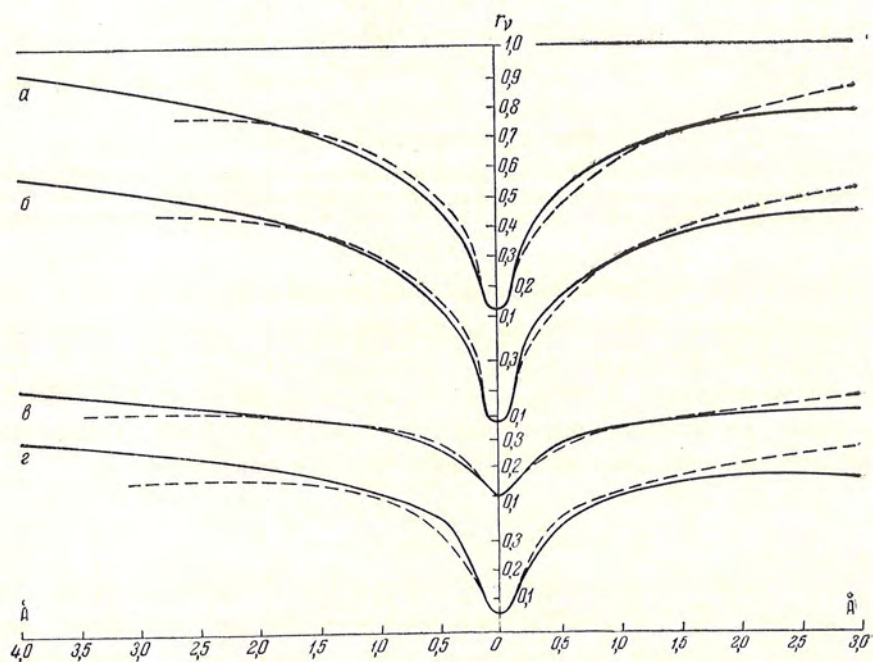
где r_v — остаточная интенсивность спектра пятна, неисправленная за рассеянный свет, r_v' — остаточная интенсивность спектра рассеянного света. Совмещение контуров спектра пятна и рассеянного света производилось по атмосферным линиям.

Спектрограммы фотометрировались на микрофотометре МФ-4. Для



Фиг. 3. Наблюдаемые контуры линии $\text{Na } D_1$ в пятне

a — пятно 1, b — пятно 2, c — пятно 3, d — пятно 4; сплошная линия — коротковолновая σ -компонента, пунктирная — длинноволновая σ -компонента



Фиг. 4. Наблюдаемые контуры линии $\text{Na } D_1$ в пятне

a — пятно 1, b — пятно 2, c — пятно 3, d — пятно 4; сплошная линия — контур центральной полоски, пунктирная — зеркальное отображение контура центральной полоски

получения центральной части контура бралось увеличение 20 : 1, для получения крыльев и непрерывного спектра — 1 : 1. Для пятен 3 и 4 крылья оказались выходящими за пределы пластинки (в IV порядке спектра пластинка перекрывает 40 Å), так что непрерывный спектр провести не удалось. Для этих случаев непрерывный спектр находился приближенно — для пятна 4 по снимкам в 1 порядке спектра, для пятна 3 непрерывный спектр был взят таким образом, чтобы центральная остаточная интенсивность равнялась 0,10 (для других пятен центральная остаточная интенсивность равнялась в среднем этой величине). Конечно, контур для пятна 3 является приближенным, однако это не должно сильно сказаться на определении градиента.

На фиг. 2 представлены полученные таким образом контуры для пятен 2 и 4. Для каждого пятна фотометрировались три центральные полосы (ядро пятна занимало от 5 до 12 полосок). В двух крайних полосках поляроидной оптикой была уничтожена коротковолновая σ -компонента, в средней полоске — длинноволновая, или наоборот. Контуры крайних полосок усреднялись между собой и сравнивались с контуром средней. При этом совмещались центральные части контура. Кроме того, в одном из контуров интенсивности умножались на некоторое постоянное число (от 1,02 до 1,05), так, чтобы у сравниваемых контуров совпадали далекие крылья. Полученные таким образом контуры представлены на фиг. 3.

Как видно из рисунка, расхождение контуров вследствие асимметрии проявляется только с коротковолновой стороны. Этот факт остается пока не объясненным. Здесь можно указать три причины: 1) блиндирующее влияние линии Na D₂ (для $\Delta\lambda > 1,0\text{Å}$ в сторону длинноволновой части спектра); 2) ошибка в проведении непрерывного спектра; 3) разрезы в соседних полосках принадлежат различным участкам ядра пятна. Чтобы устранить влияние третьей причины, каждый из двенадцати контуров сравнивался со своим зеркальным отображением. Совмещение здесь также производилось по центральной части контуров. Полученные таким способом контуры для центральной полоски каждого пятна показаны на фиг. 4.

§ 2. ВЫЧИСЛЕНИЯ КОНТУРА ЛИНИИ Na D₁

а) Определение η_v . Отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения в обычных обозначениях равно:

$$\eta_v = \frac{\sigma_v}{k_v} = \eta_0 H(a, p), \quad (1)$$

где

$$\eta_0 = \frac{s_0 z_{00} \alpha}{k(H-1)p_e}, \quad (2)$$

$$s_0 = \frac{V\pi e^2}{m_e c} \cdot \frac{f_{ik}}{\Delta\nu_D}, \quad (3)$$

$$z_{00} = \frac{g_{00}}{u_0} \frac{1}{1 + \frac{k_0}{p_e}}, \quad (4)$$

так как поглощение происходит с основного уровня ($\varepsilon_i = 0$) и $g_{00} = u_0$.

$$k_0 = 1,49 \cdot 10^{39} (kT)^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{z_0}{kT}}, \quad (5)$$

$$\Delta \nu_D = \frac{v}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + V_t^2} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{3,64 \cdot 10^{10} \theta^{-1} + V_t^2}, \quad (6)$$

$$a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta \nu_D}; \quad p = \frac{v - (v_0 + \Delta \nu_M)}{\nabla \nu_D}, \quad (7)$$

где $\Delta \nu_M$ — смещение центральной частоты, вызванное магнитным полем.

Постоянная затухания в условиях солнечного пятна определяется главным образом столкновением атомов натрия с атомами нейтрального водорода

$$\delta_{ik} = \frac{1}{4\pi} (\gamma_c + \gamma_{kn}), \quad (8)$$

где γ_c вычисляется по формуле Линдгольма:

$$\gamma_c = 17,0 \left(\frac{e^2 \alpha}{h} \bar{R}^2 \right)^{3/4} v^{-3/4} n_H; \quad (9)$$

здесь $\alpha = 6,63 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3$ — поляризуемость нейтрального водорода, $\bar{R}^2$ — средний квадрат радиуса орбиты возбужденного уровня, соответствующего линии Na D₁. Имея в виду, что $\gamma_{kn} = 0,64 \cdot 10^8$, получим:

$$\delta_{ik} = \frac{1}{4\pi} [2,35 \cdot 10^{47/4} P + 0,64 \cdot 10^8], \quad (10)$$

где P — газовое давление.

Функция $H(a, p)$ вычислялась по приближенной, но достаточно точной формуле:

$$H(a, p) = H_0(p) + a H_1(p), \quad (11)$$

где $H_0(p)$ и $H_1(p)$ — функции, затабулированные в [9].

В расчетах принималось, что непрерывное поглощение вызвано только отрицательными ионами водорода, так как поглощение водородом на несколько порядков меньше. Для низких температур, соответствующих малым оптическим толщам, значения коэффициента поглощения, вычисленные в работе [10], экстраполировались. В солнечном пятне линия Na D₁ блендируется крылом линии Na D₂. Поэтому при вычислении величины η_ν для линии Na D₁ мы должны учитывать селективное поглощение, вызванное переходами, соответствующими линии Na D₂.

Таким образом,

$$\eta_\nu = \frac{\sigma_{\nu D_1} + \sigma_{\nu D_2}}{k_\nu} = \eta_{\nu D_1} + \eta_{\nu D_2}, \quad (12)$$

где $\eta_{\nu D_2}$ определяется по тем же формулам, что и $\eta_{\nu D_1}$, с тем различием, что сила осциллятора при переходе $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ (D₂) равна $f_{3/2} = \frac{2}{3}$, а при переходе $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$ (D₁) — $f_{1/2} = \frac{1}{2}$.

Величина η_ν вычислялась для модели пятна, рассчитанной Мишаром.

Модель Мишара вычислена в предположении, что эффективная температура пятна соответствует $T_0 = 4300^\circ$. Наблюдаемые же пятна имели более низкую температуру, поэтому при вычислении η_v число атомов натрия для лучшего согласия теории с наблюдениями мы увеличили более чем в четыре раза по сравнению с числом атомов натрия в фотосфере. Было бы более точно, если бы для каждого наблюдаемого пятна мы строили свою модель, соответствующую его эффективной температуре. Однако, имея в виду только приближенную оценку величины градиента магнитного поля, а не определение числа атомов натрия, мы использовали модель пятна, вычисленную Мишаром.

б) Вычисление контура линии. Уравнение переноса для одной из σ -компонент линии Na D_1 можно записать в виде:

$$\mu \frac{dI_v}{dt_v} = I_v - \frac{1}{2} (1 - \lambda_v) \int_{-1}^{+1} I_v d\mu - \lambda_v B_v, \quad (13)$$

где

$$\lambda_v = \frac{1}{1 + \eta_{vD_1} + \eta_{vD_2}}. \quad (14)$$

Для решения (13) мы воспользуемся методом Туберг, видоизмененным Гаррисом [11]. Решение уравнения (13) можно представить в виде:

$$I(0, \mu) = I(0, \mu)_{\bar{\lambda}} = \text{const} + \Delta I. \quad (15)$$

Здесь $I(0, \mu)$ является точным решением Чандрасекара уравнения (13) при определенном образом выбранном значении $\bar{\lambda}$.

Соответственно остаточная интенсивность будет равна

$$r(\mu) = r(\mu)_{\bar{\lambda}} = \text{const} + \Delta r(\mu), \quad (16)$$

где

$$r(\mu)_{\bar{\lambda}} = \text{const} = \frac{\lambda^{3/2} H(\mu)}{(\mu + \beta)} \left[\mu + \frac{\beta}{\lambda} + \frac{1 - \bar{\lambda}}{2 \bar{\lambda}^{1/2}} \alpha_1 \right], \quad (17)$$

$$\Delta r(\mu) = \frac{2\delta_1}{V^3 (\mu + \beta) (1 + \sqrt{\bar{\lambda}})}, \quad (18)$$

причем $\bar{\lambda}$ выбрано так, что

$$\int e^{-2V^3/\bar{\lambda}} \Delta \lambda d\left(2\sqrt{3/\bar{\lambda}}\tau\right) = 0, \quad (19)$$

где

$$\Delta \lambda = \lambda - \bar{\lambda}. \quad (20)$$

§ 3. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Оказалось, что вычисленные таким образом контуры очень плохо согласуются с наблюдениями. Для лучшего согласия теории с наблюдениями пришлось увеличить число атомов натрия на порядок. Это вызвано главным образом завышением температуры и электронной концентрации в модели Мишара. Кроме того, оказалось, что теория значительно лучше

представляет наблюдения, если ввести гипотезу о существовании дополнительного рассеивающего молекулярного слоя, т. е. если представить η_v в виде:

$$\eta_v = \frac{\sigma_{vD_1} + \sigma_{vD_2} + \sigma_{vM}}{k_v},$$

где σ_{vM} — коэффициент селективного поглощения, вызванный дополнительным рассеянием на молекулах. В вычислениях нами было положено

$$\frac{\sigma_{vM}}{k_v} = 0,5.$$

На фиг. 2 показаны теоретические контуры, наилучшим образом представляющие наблюдения. Как видим, согласие все же очень неудовлетворительное, особенно для больших пятен.

В наблюдаемом контуре характерным является очень узкая центральная часть и пологие крылья. Никакими изменениями постоянных параметров, входящих в выражения (1) — (20), не удалось получить теоретический контур такого вида. Естественно, что при таком плохом результате речь может идти только о приближенной величине градиента магнитного поля. Определение градиента магнитного поля производилось следующим образом. На определенном расстоянии от центра линии находилась величина $\Delta r_n = r_{n1} - r_{n2}$ для наблюдаемого контура. Здесь r_{n1} , r_{n2} — остаточные интенсивности наблюдаемых контуров соответственно для коротковолновой и длинноволновой σ -компонент. Затем теоретический контур вычислялся с такими параметрами и градиентом магнитного поля, чтобы на том же расстоянии от центра линии имели место равенства:

$$\Delta r_T = \Delta r_n, \quad r_{T1} \approx r_{n1}, \quad r_{T2} \approx r_{n2},$$

где r_{T1} , r_{T2} — остаточные интенсивности для теоретических контуров соответственно для коротковолновой и длинноволновой σ -компонент, а $\Delta r_T = r_{T1} - r_{T2}$.

Значения градиента, полученные таким образом для контуров фиг. 3 и 4, затем усреднялись между собой. Окончательные значения градиентов магнитного поля приведены в столбце 9 таблицы.

§ 4. ВЫВОДЫ

1. Величина градиента магнитного поля для различных пятен различна и изменяется в пределах $1,0 < (\nabla H) < 1,8$ гс/км.

2. Полученные значения градиента магнитного поля нужно рассматривать как весьма приближенные. Однако они хорошо согласуются с величинами градиентов магнитного поля в пятне, полученными Кингом [12] по расщеплению для слабых и сильных линий.

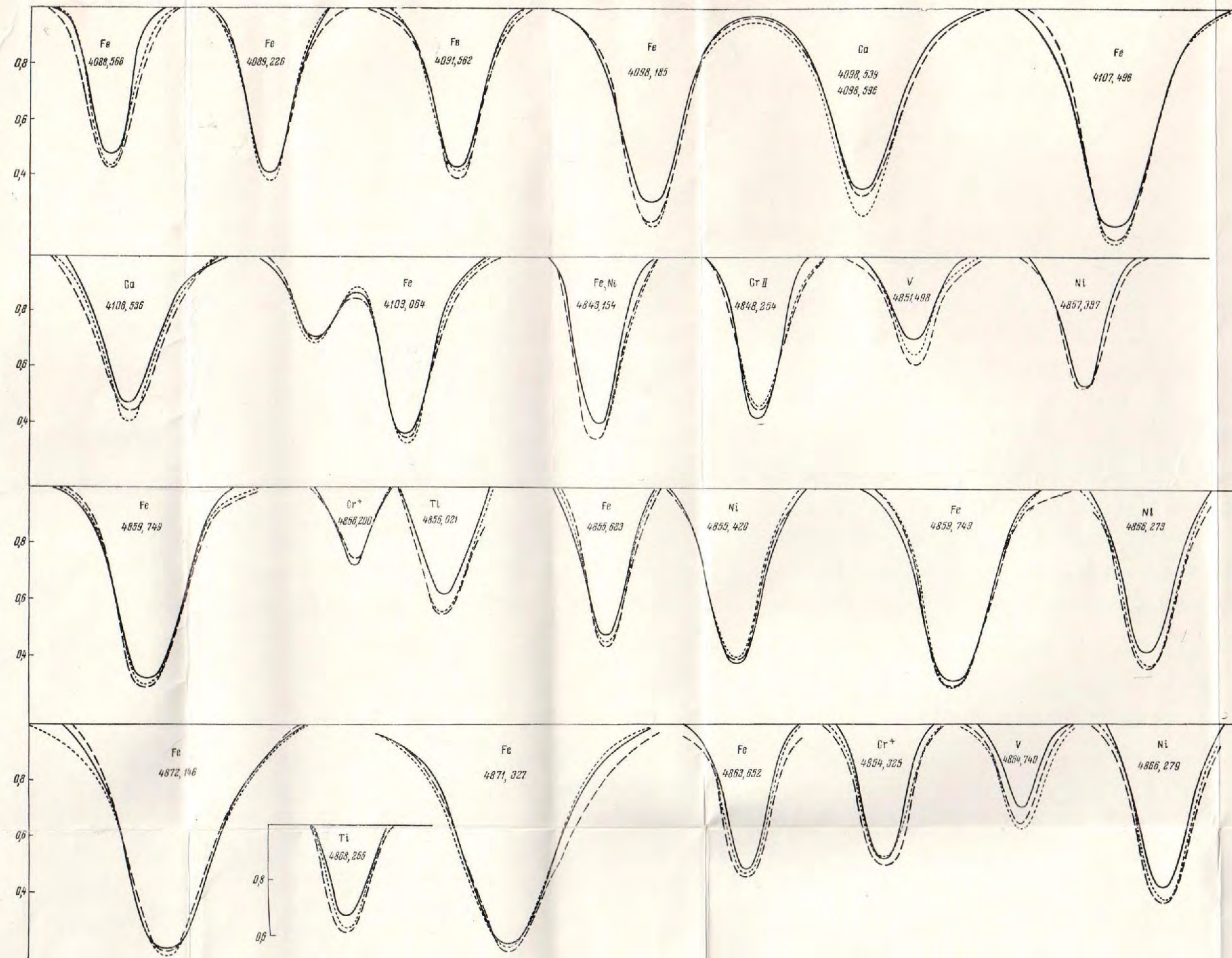
Наблюдения А. Б. Северного и В. Бумбы [13] больших расщеплений в линиях Н и К Ca^+ , H_α и H_β говорят о проникновении магнитного поля значительной напряженности в область хромосферы. Это также указывает на наличие малых градиентов поля и в хромосфере.

3. Теоретические контуры, вычисленные с помощью модели Мишара, плохо согласуются с наблюдениями. Необходимо улучшить модель пятна путем уменьшения ее эффективной температуры в соответствии с наблюдаемой в пятне, а также произвести учет диамагнитного эффекта. Это последнее может значительно понизить плотность газа, а следовательно, уменьшить величину постоянной затухания γ_c и привести к лучшему согласию теоретического контура с наблюдаемым.

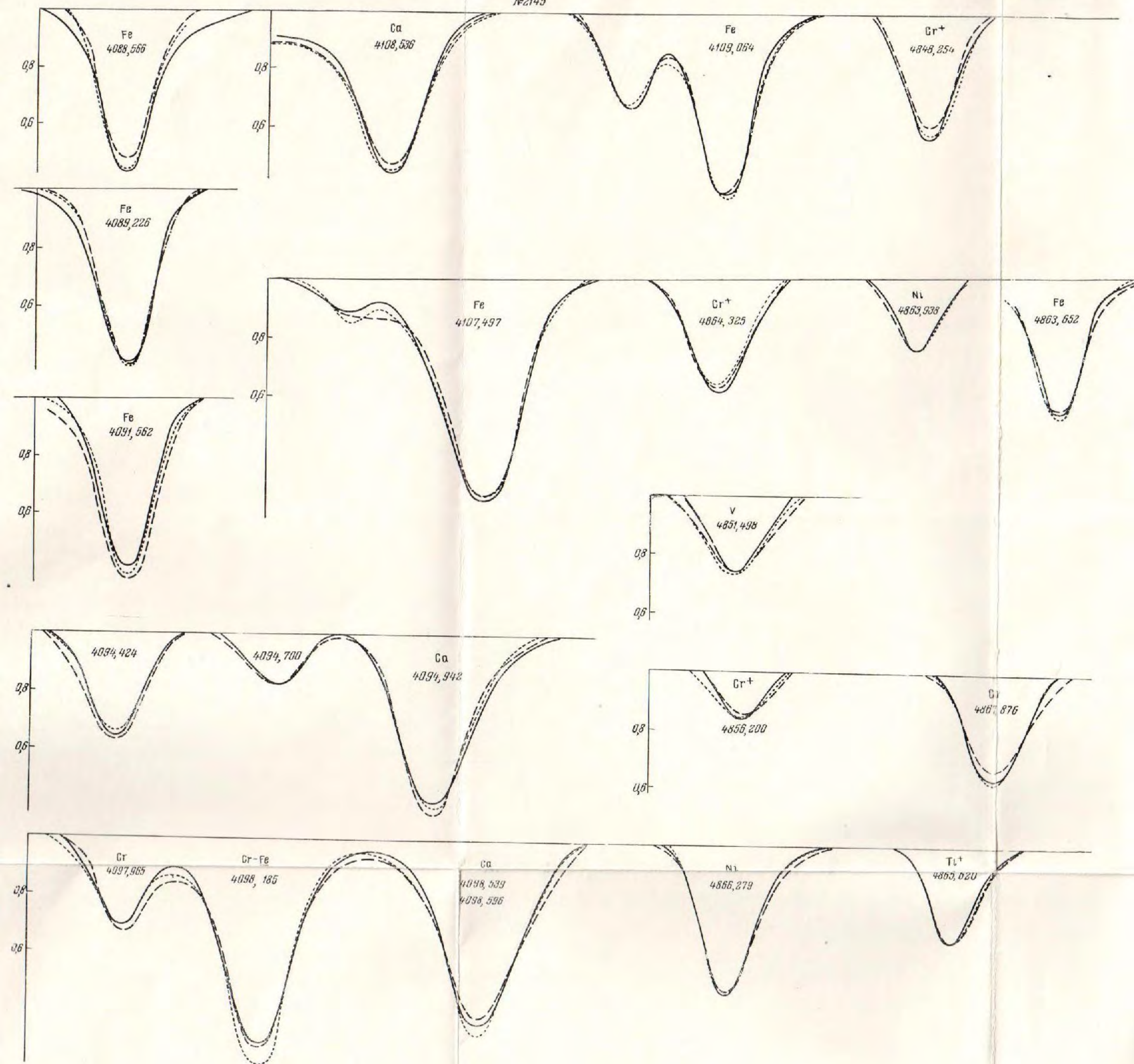
В заключение авторы выражают благодарность А. Б. Северному за обсуждение вопросов, затронутых в настоящей статье.

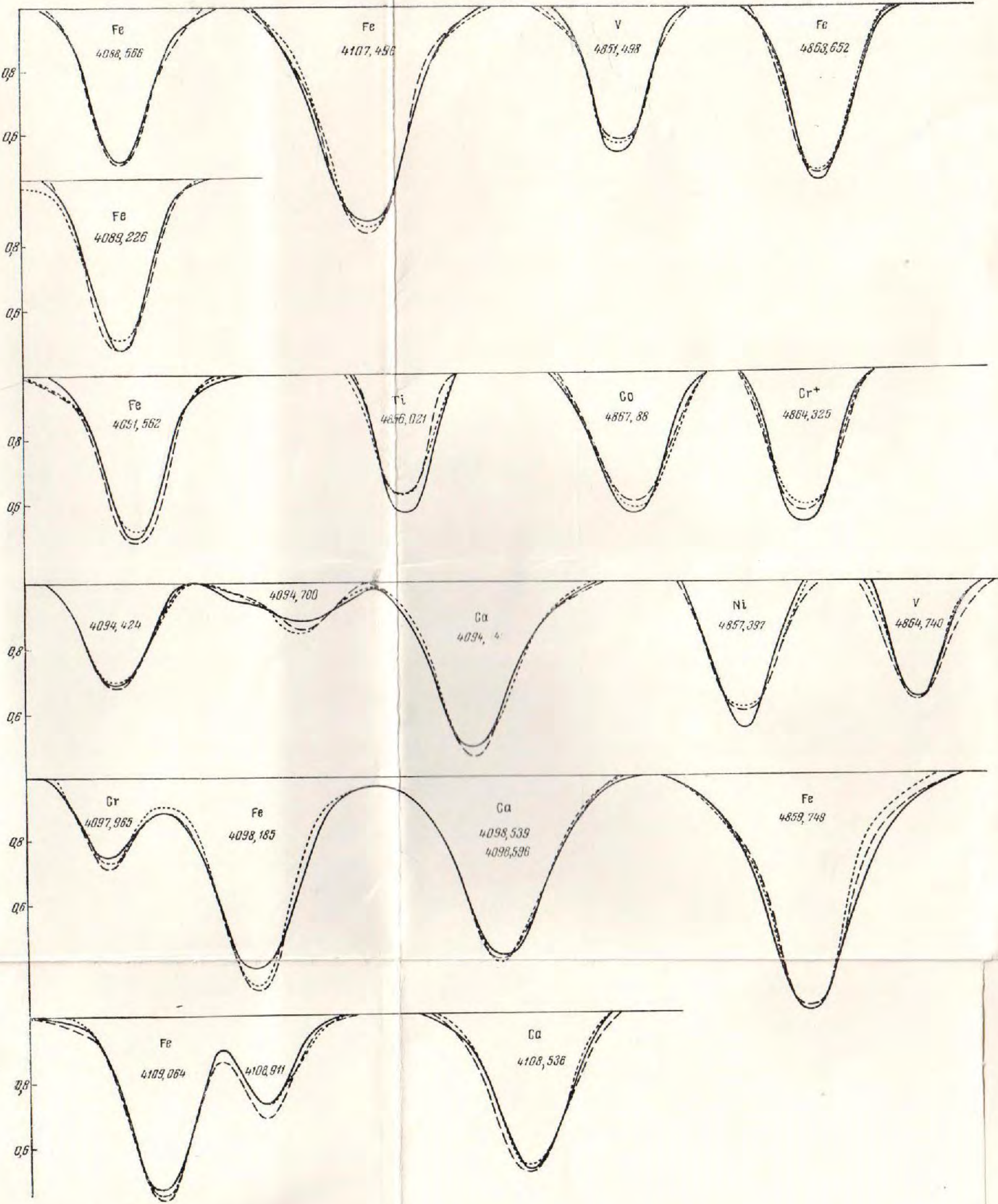
Л и т е р а т у р а

1. R. Michard. *Ann. d'Astroph.*, **16**, 217, 1953.
 2. H. Hubenet. *Zs. f. Ap.*, **34**, 110, 1954.
 3. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **18**, 136, 1958.
 4. Солнечные данные № 4 и 5, 1957.
 5. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **15**, 31, 1955.
 6. А. Б. Северный и В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **16**, 3, 1956.
 7. В. Е. Степанов и Н. Н. Петрова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **18**, 66, 1958.
 8. В. Е. Степанов. *Сообщ. ГАИШ*, № 100, 3, 1957.
 9. D. Harris. *Ap. J.*, **108**, 112, 1948.
 10. S. Chandrasekhar and F. Breen. *Ap. J.*, **104**, 430, 1946.
 11. D. Harris. *Ap. J.*, **109**, 53, 1949.
 12. R. B. King. *Ap. J.*, **80**, 136, 1934.
 13. A. B. Severny, V. Bumba. *Observatory*, **78**, № 902, 33, 1958.
-



Фиг. 2. Контуры линий в ядре непрерывной эмиссии соседней с ней области (продолжение рис. см. на обороте)
Сплошная кривая—ядро и. э., штриховая и пунктирная—соседние с ядром области





СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЛИНИЙ
В ЯДРАХ НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ

А. Б. Северный и В. Л. Хохлова

Проведена спектрофотометрическая обработка линий нейтральных элементов и нескольких ионов в спектре ядер непрерывной эмиссии. Не обнаружено заметного различия между поведением нейтральных элементов и ионов в спектре ядра.

Показано, что отличие линий в спектре ядра от спектра невозмущенных областей хорошо объясняется в предположении, что ядра являются оптически тонкими образованиями, залегающими на оптических глубинах (в частотах непрерывного спектра) от $\tau = 0$ до $\tau \approx 1$.

Показано, что результаты исследований факелов [4, 5] не могут быть объяснены как осреднение эффекта, наблюдаемого в ядрах непрерывной эмиссии.

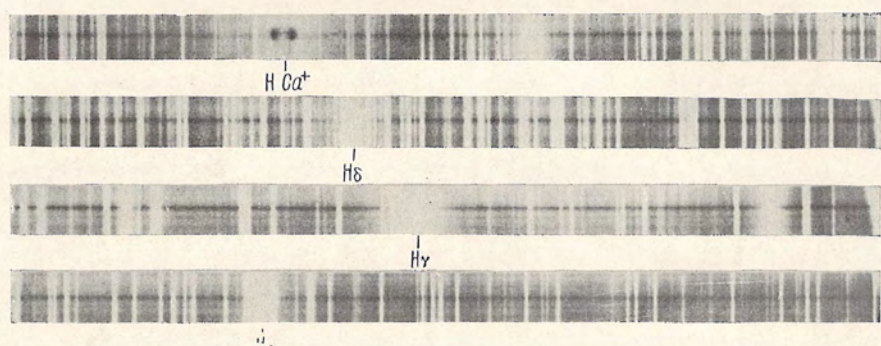
THE SPECTROPHOTOMETRY OF LINES IN GRAINS OF CONTINUOUS EMISSION, by A. B. Severny and V. L. Khokhlova.— A spectrophotometric reduction of lines of neutral elements and some ions in the spectrum of grains of continuous emission was carried out. No noticeable difference between the behaviour of the neutral atoms and ions in the spectrum of the grain was noted.

It is shown that the difference between the lines of the grain spectrum and those in the spectrum of undisturbed regions is explained satisfactorily when assuming the grains being optically thin formations localized at optical depths (in frequencies of the continuous spectrum) from $\tau = 0$ to $\tau \approx 1$.

It is shown that the results of investigations of faculae [4, 5] cannot be explained by the averaging of the effect observed in the grains of continuous emission.

Целью предпринятой нами фотометрической обработки спектров ядер непрерывной эмиссии было выяснение вопроса о том, имеется ли изменение центральных остаточных интенсивностей и контуров фраунгоферовых линий в спектре ядра по сравнению со спектром фотосферы, и если имеется, то какой характер имеет это изменение и существует ли какое-либо различие в поведении линий различных элементов и, в особенности, в поведении линий нейтральных элементов и ионов.

Нами были обработаны спектры трех ядер непрерывной эмиссии (ядер и. э.), полученные на спектрографе Башенного солнечного телескопа летом 1957 г., при очень хорошем качестве изображений Солнца. Размер изображения Солнца на щели соответствовал 21 см, дисперсия равнялась $\sim 0,2 \text{ \AA/мм}$. В табл. 1 приведены области спектра и число использованных линий для каждого из ядер. Разные области спектра фотографировались



Фиг. 1. Фотографии 4-х областей спектра ядра п.э. № 2145
(1 мм соответствует 8'' на Солнце)

Таблица 1

Ядро № 2044		Ядро № 2145		Ядро № 2460	
$\lambda\lambda$	число линий	$\lambda\lambda$	число линий	$\lambda\lambda$	число линий
3952—3975 4086—4112 4842—4872	75	3917—3943 3952—3975 4086—4112 4209—4233 4328—4349	94	3917—3943 3952—3975 4086—4112 4942—4972 5176—5196	81

последовательно (фиг. 1), вся съемка одного ядра занимала около 5—7 мин. Обработка спектров производилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Один фотометрический разрез производился по полоске непрерывного спектра ядра, два других — по невозмущенной области с обеих сторон от ядра. Высота щели фотометра соответствовала $\sim 1-2''$ на Солнце. Для всех линий, имеющих на спектрограммах, определялись центральные остаточные интенсивности и для некоторых строились полностью контуры.

Разности центральных остаточных интенсивностей для ядра и соседней невозмущенной области приведены в столбце 4 табл. 2. В столбце 1 этой таблицы приведены длины волн, во втором — элемент, которому принадлежит линия, в третьем — центральная остаточная интенсивность линии в соседнем с ядром месте (средние из двух фотометрических разрезов).

На фиг. 2 представлены контуры линий как ионов, так и нейтральных атомов. Сплошная кривая соответствует ядру, штриховая и пунктирная — двум фотометрическим разрезам соседней с ядром области. Расхождения штриховых и пунктирных контуров характеризуют как фотометрические ошибки измерения, так и локальные различия контуров, которые сказываются из-за отсутствия осреднения (благодаря малой высоте щели фотометра).

Рассмотрение контуров и табл. 2 показывает, что для всех трех исследованных ядер нет явно выраженного отличия в поведении ионов и нейтральных атомов. Для ядер № 2145 и 2460 результат показан в табл. 3, где плюс означает увеличение r_c , а минус — уменьшение r_c в ядре.

Вообще изменение контуров и центральных остаточных интенсивностей от невозмущенной области к ядру очень невелико и в крыльях линий не превосходит ошибки измерений. Наибольшее отличие остаточных интенсивностей проявляется в ядре линий, но и здесь оно редко превосходит 5%. Можно, однако, заметить, что в ядре № 2044 увеличение центральной остаточной интенсивности для всех линий заметно больше, чем в других ядрах.

Рассмотрим результаты спектрофотометрической обработки линий с точки зрения представления о ядре н. э. как об оптически тонком образовании, залегающем на некоторой глубине τ в атмосфере Солнца и отличающимся повышенной эмиссионной способностью в частотах непрерывного спектра [1—3].

Таблица 2*

λ	Элемент	r_c	Δr_c	λ	Элемент	r_c	Δr_c
№ 2044				44,024	Fe	0,51	0,09
4088,566	Fe	0,43	—0,04	45,658	Fe	0,55	0,02
89,051	?	0,82	0,02	47,313	Ca	0,70	0,00
89,226	Fe	0,41	0,01	48,254	Cr ⁺	0,50	—0,07
90,083	Fe	0,42	0,04	48,889	Fe	0,57	0,12
90,326	Cr ⁺ —Fe	0,78	0,04	49,174	?	0,67	0,04
90,580	V	0,59	0,07	51,498	V	0,67	0,12
90,962	Ce ⁺ —Fe	0,43	0,06	52,564	Ni	0,55	0,08
91,562	Fe	0,40	0,03	53,779	?	0,85	—0,04
92,673	Ca—V	0,35	0,05	54,875	Y ⁺ , Sc	0,55	0,01
94,424	?	0,61	0,03	55,420	Ni	0,41	0,01
94,700	?	0,82	0,02	55,683	Fe	0,47	0,04
4094,942	Ca	0,33	0,04	4856,021	Ti	0,57	0,09
95,983	Fe	0,26	0,00	56,200	Cr ⁺	0,77	0,02
96,112	Fe	0,35	0,13	57,397	Ni	0,55	0,03
96,698	?	0,071	0,03	59,137	Fe	0,70	0,05
97,091	Fe	0,41	0,05	59,749	Fe	0,28	0,03
97,658	Cr	0,81	0,01	63,652	Fe	0,45	0,03
97,965	Cr	0,74	0,02	63,938	Ni	0,70	0,01
98,185	Cr—Fe	0,26	0,07	64,325	Cr ⁺	0,54	—0,07
98,539	} Ca	0,33	0,05	64,740	V	0,63	0,09
98,596				65,620	Ti ⁺	0,59	0,02
99,056	?	0,78	0,05	66,279	Ni	0,39	0,04
4099,790	V	0,50	0,03	67,876	Co	0,51	0,04
4104,135	Fe	0,28	0,07	68,265	Ti	0,67	0,04
04,472	?	0,74	0,06	69,471	?	0,72	0,04
04,948	?	0,56	0,09	70,138	Ti	0,55	0,08
05,167	V	0,46	0,09	70,818	Cr—Ni	0,42	0,05
06,268	Fe	0,37	0,06	71,327	Fe	0,20	0,02
06,434	Fe	0,36	0,04	72,146	Fe	0,19	0,03
06,948	?	0,83	0,02	№ 2145			
07,496	Fe	0,18	0,05	4086,715	La ⁺	0,62	—0,04
08,138	?	0,53	0,04	87,360	Fe	0,32	0,04
08,536	Ca	0,41	0,05	87,801	?	0,75	0,01
08,911	?	0,70	0,02	88,566	Fe	0,47	0,00
09,064	Fe	0,32	0,06	89,226	Fe	0,40	0,01
09,457	Nd ⁺	0,61	0,02	90,083	Fe	0,45	0,00
09,753	} Fe + V	0,48	0,03	90,326	Cr—Fe	0,75	0,00
09,801				90,580	V	0,62	—0,01
10,539	Co	0,27	0,07	90,962	Ce ⁺ , Fe	0,47	—0,03
10,870	Cr	0,51	0,07	91,562	Fe	0,41	—0,01
11,003	?	0,69	0,01	92,673	Ca—V	0,37	0,05
11,360	Cr	0,60	0,08	94,424	?	0,62	0,00
11,789	V	0,25	0,09	94,700	?	0,80	0,02
12,325	Fe	0,38	0,06	94,942	Ca	0,37	0,05
4842,796	Fe	0,52	0,06	4096,698	?	0,67	0,00
43,154	Fe, Ni	0,37	0,06	97,091	Fe	0,40	—0,07
43,506	?	0,76	0,02	97,658	Cr	0,75	0,01

* Длины волн и отождествление даны согласно «Revision of Rowlands preliminary table of Solar spectrum wave-lengths». Published by Carnegie Instit. of Washington, 928

Таблица 2 (продолжение)

λ	Элемент	r_c	Δr_c	λ	Элемент	r_c	Δr_c
97,965	Cr	0,69	0,01	33,471	Fe ⁺	0,36	0,00
98,485	Cr—Fe	0,26	0,05	33,613	Fe	0,22	—0,04
98,539	} Ca	0,34	0,02	4328,612	?	0,67	0,01
98,596				30,710	Ti ⁺ +Ni	0,41	—0,03
99,056	?	0,72	0,05	30,958	Fe	0,57	0,06
99,790	V	0,77	0,02	31,454	?	0,72	0,03
4104,135	Fe	0,34	0,02	31,654	Ni	0,34	0,02
04,95	?	0,71	0,02	32,585	Cr	0,64	0,02
06,268	Fe	0,40	0,03	37,057	Fe	0,23	—0,01
06,434	Fe	0,39	0,01	37,568	Cr	0,32	—0,07
06,948	?	0,84	0,01	37,927	Ti ⁺	0,25	0,01
07,496	Fe	0,24	0,00	38,273	Fe	0,42	—0,01
08,438	?	0,58	0,02	43,707	Fe	0,41	0,01
08,536	Ca	0,46	0,01	43,970	Mn ⁺	0,64	0,00
08,911	?	0,68	0,01	44,292	Ti ⁺ +Fe	0,38	—0,02
09,064	Fe	0,38	0,00	44,513	Cr	0,27	0,02
09,457	Nd ⁺	0,63	0,00	44,893	?	0,64	0,01
09,753	} Fe+V	0,24	0,01	45,608	?	0,87	0,02
09,801				45,909	?	0,79	—0,02
10,539	Co	0,34	0,02	46,118	Ti	0,87	0,03
11,003	?	0,61	—0,04	46,297	?	0,56	0,00
11,360	Cr	0,63	—0,04	4346,563	Fe	0,37	—0,02
11,789	V	0,37	—0,03	46,833	Cr	0,63	—0,03
4209,828	V	0,60	0,02	47,244	Fe	0,43	0,02
10,970	CH	0,50	0,00	47,547	?	0,63	0,02
11,355	Cr	0,84	0,02	47,843	Fe	0,45	0,01
11,891	Zr ⁺	0,50	0,00	48,340	CH	0,56	0,01
12,236	CN	0,89	0,02	48,949	Fe	0,45	—0,01
12,644	Cr	0,47	—0,02	№ 2460			
13,366	CN, Cr	0,80	0,01	4088,566	Fe	0,48	0,03
13,655	Fe	0,31	—0,04	89,051	?	0,90	0,02
15,978	?	0,43	0,03	89,226	Fe	0,44	0,01
16,193	Fe	0,24	0,02	90,083	Fe	0,47	0,03
16,602	?	0,57	0,02	90,326	Cr—Fe	0,76	0,05
17,561	Fe—La ⁺ , Cr	0,48	0,00	90,580	V	0,63	0,03
18,226	Sc?	0,58	—0,03	90,962	Ce ⁺ +Fe	0,49	—0,01
4218,726	CH	0,47	—0,01	91,562	Fe	0,45	0,03
20,053	V ⁺	0,58	—0,02	92,673	Ca—V	0,43	0,01
20,349	Fe	0,32	0,01	94,424	?	0,62	0,06
22,223	Fe	0,23	0,01	94,700	?	0,80	0,05
22,610	Ce ⁺	0,74	0,00	94,942	Ca	0,42	0,02
22,732	Cr	0,79	—0,03	96,698	?	0,66	0,06
23,098	?	0,57	0,01	97,091	Fe	0,44	0,05
23,733	?	0,65	—0,01	97,658	Cr	0,76	0,04
24,18	Fe	0,30	0,02	97,965	Cr	0,67	0,06
30,578	?	0,67	0,02	98,185	Cr—Fe	0,34	0,03
31,028	N, CH	0,43	—0,01	98,539	} Ca	0,39	0,04
31,61	} Zr ⁺ , Fe	0,60	0,00	98,596			
31,69				99,056	?	0,74	0,06
31,956	Sc?	0,59	—0,02	99,790	V	0,50	0,04
32,197	Cr	0,86	0,02	4104,135	Fe	0,36	0,04
32,42	Nd ⁺ , V	0,80	0,00	04,472	?	0,68	0,06

Таблица 2 (окончание)

λ	Элемент	r_c	Δr_c	λ	Элемент	r_c	Δr_c
04,948	?	0,54	0,04	57,397	Ni	0,62	-0,05
05,167	V	0,48	0,02	59,137	Fe, Nd ⁺	0,67	0,00
06,268	Fe	0,45	0,02	59,749	Fe	0,26	0,02
06,434	Fe	0,44	0,03	62,604	V	0,72	-0,01
06,948	?	0,84	0,03	63,652	Fe	0,47	0,00
4107,496	Fe	0,28	0,04	63,938	Ni—Cr	0,70	-0,01
08,138	?	0,59	0,06	64,325	Cr ⁺	0,58	-0,02
08,536	Ca	0,47	0,05	64,740	V	0,66	0,00
08,911	?	0,70	0,05	65,620	Ti ⁺	0,62	-0,05
09,064	Fe	0,70	0,05	66,279	Ni	0,44	-0,03
09,457	Nd ⁺	0,63	0,04	?	?	0,82	0,03
09,753	} Fe+V	0,33	0,00	67,876	Co	0,60	-0,02
09,801				5176,567	Ni	0,19	0,01
10,539	Co	0,37	0,35	77,244	Fe	0,63	-0,01
4842,796	Fe	0,56	0,00	78,804	?	0,79	0,01
43,154	Fe, Ni	0,46	-0,01	79,13	?	0,81	0,03
43,506	?	0,77	0,00	80,071	Fe	0,90	-0,01
44,024	Fe	0,55	0,00	81,333	Fe	0,67	0,00
47,313	Ca	0,69	-0,01	84,275	Fe	0,88	0,00
48,254	Cr ⁺	0,54	-0,08	84,564	Ni, Cr, Fe	0,16	0,02
48,889	Fe	0,58	0,00	85,910	Ti ⁺	0,53	-0,02
49,147	?	0,65	-0,04	87,919	Fe	0,60	0,02
51,498	V	0,66	0,00	91,467	Fe	0,28	-0,01
52,564	Ni	0,60	-0,03	91,992	Cr	0,79	-0,01
53,779	?	0,77	0,01	92,355	Fe	0,26	0,01
54,875	Y ⁺ , Fe	0,59	-0,06	92,980	Ti	0,41	0,01
55,420	Ni	0,44	-0,04	94,056	Ti	0,89	-0,01
55,683	Fe	0,48	0,00	94,951	Fe	0,31	0,02
56,021	Ti	0,62	-0,05	95,482	Fe	0,40	0,00
56,200	Cr ⁺	0,79	-0,07				

Таблица 3

Знак	Линии нейтральных элементов	Линии ионов
+	56	5
0	21	5
—	39	9

Согласно [2, 3], оптическую глубину залегания ядра можно оценить по ослаблению контраста полосы непрерывной эмиссии в крыле сильной линии поглощения. По линиям Н и К оценка глубины залегания исследованных ядер дает:

№ ядра	2044	2145	2460
τ	0,08	0,2	0,5

Согласно [1, 2], если ядро расположено высоко, т. е. лежит выше того слоя, где в среднем образуются линии поглощения, то линии должны быть «залиты» непрерывной эмиссией. В этом случае разность остаточных интенсивностей в фотосфере и ядре н. э. связана с остаточной интенсивностью для фотосферы формулой:

$$\Delta r_c = \frac{k}{k+1}(1 - r_c),$$

где k — контраст ядра н. э. по отношению к соседним областям в частотах непрерывного спектра.

В том случае, если ядро залегает на некоторой глубине, эта прямая зависимость Δr_c от $1 - r_c$ маскируется благодаря следующему обстоятельству: в центре сильных линий поглощение непрерывной эмиссии слоем, лежащим над ядром, больше, чем в непрерывном спектре, причем тем больше, чем сильнее линия, т. е. чем меньше r_c .

Если рассматривать не остаточные интенсивности, а ту избыточную эмиссию ΔI_λ , которая добавляется в центре линии в спектре ядра н. э., то для данного ядра н. э. и данной области спектра она должна быть тем больше, чем мельче линия, и не должна превосходить избытка эмиссии ядра в непрерывном спектре [3].

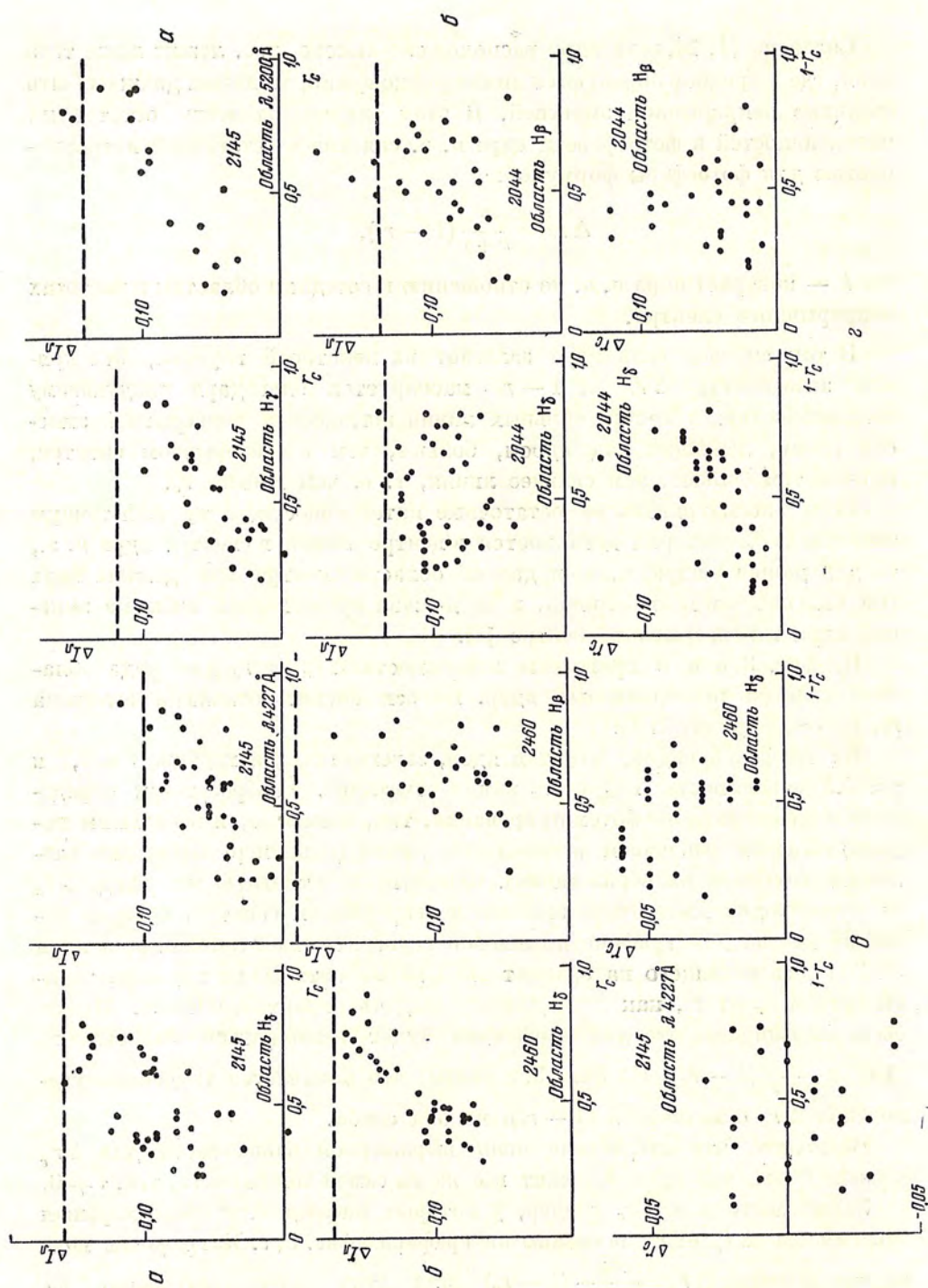
На фиг. 3, *а* и *б* приведены зависимости ΔI_λ от r_c для ряда областей спектра исследованных ядер. По оси абсцисс отложена величина r_c , по оси ординат ΔI_λ .

Из графиков видно, что для ядер, залегающих на глубине $\tau \approx 0,2$ и $\tau \approx 0,5$, зависимость ΔI_λ от r_c видна отчетливо. Разброс точек определяется как ошибками фотометрирования, так, возможно, и небольшим индивидуальным различием в поведении линий (например, несколько различной глубиной их образования). Существенно отметить, что нигде ΔI_λ не превосходит избыточной эмиссии в непрерывном спектре, которая нанесена на каждом графике штриховой горизонтальной линией. Для ядра № 2044, залегающего на сравнительно малой оптической глубине, зависимости ΔI_λ от r_c , как и следовало ожидать, практически нет. Можно было бы ожидать, что для этого ядра будет выполняться зависимость $\Delta r_c = \frac{1}{1+k}(1 - r_c)$. Из фиг. 3, *г* видно, что намечается тенденция увеличения Δr_c с величиной $(1 - r_c)$, но она слаба.

Возможно, что отсутствие ясно выраженной зависимости для Δr_c связано с тем, что ядро не лежит все же на самой поверхности, т. е. $\tau \neq 0$.

Зависимости для Δr_c у ядер, у которых наблюдается очень хорошая зависимость ΔI_λ от r_c , показаны на графиках фиг. 3, *в*. Из графиков видно, что формула $\Delta r_c = \frac{k}{k+1}(1 - r_c)$ для этих ядер совершенно не выполняется, как и должно быть для ядер, залегающих на глубинах $\tau > 0$.

Таким образом, из результатов фотометрической обработки следует, что поведение линий в ядрах непрерывной эмиссии хорошо объясняется с точки зрения представления о ядрах, как об оптически тонких образованиях, залегающих на различных глубинах. Ядра непрерывной эмиссии встречаются обычно в факельных областях и представляют собой



Фиг. 3. Зависимости ΔI_2 от r_c и Δr_c от $(1-r_c)$

маленькие по размеру ($<10''$), наиболее яркие и короткоживущие образования в областях, занятых факельной грануляцией. Полоски непрерывной эмиссии с таким же распределением интенсивности по спектру наблюдаются во вспышках и часто бывают связаны с усами.

Естественно было ожидать, что в этих ядрах должны особенно ярко проявляться те спектроскопические эффекты (например, некоторое усиление линий ионов и ослабление линий нейтральных атомов), которые отмечались для факелов в целом в работах [4] и [5]. В этих работах, ввиду слабой разрешающей силы использованных ими инструментов, исследовался спектр усредненного факела, куда входили и зерна факельной грануляции и межфакельные участки и, возможно, ядра н. э.

Приведенные результаты показывают, что отмеченный эффект в ядрах н. э. выражен еще менее определенно, чем в осредненном факеле, т. е. результат, полученный в [4] и [5], не является следствием осреднения по площади эффекта в ядрах н. э.

В заключение авторы благодарят Е. И. Лиморенко и П. И. Селиванова за участие в обработке контуров.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 129, 1957.
 2. А. Б. Северный. Астр. журн., **36**, 684, 1957.
 3. В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., **19**, 115, 1958.
 4. Т. В. Крат. Астр. журн., **24**, 329, 1947.
 5. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обс., **8**, 93; **11**, 152.
-

О КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЯХ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

А. С. Дворяшин

Резкое изменение магнитного поля Земли при внезапном начале обычно интерпретируется как результат прохождения ударной волны от Солнца. Однако длина свободного пробега при большой скорости весьма велика. Резкий фронт может получиться только при учете магнитного поля.

Удар волны о поле Земли должен вызвать колебания. Сконструирована специальная установка для регистрации короткопериодических колебаний магнитного поля в период возмущений. Обнаружены колебания с периодом около 15 сек., возбуждаемые при внезапном начале.

Скорость волны такого периода в верхней ионосфере и выше определяется ионной плотностью, отсюда вычисляется длина волны $L = 30\,000$ км. По-видимому, образуется стоячая волна между магнитно-сопряженными точками северного и южного полушарий Земли. Отражение происходит на границе ионосферы. Часть энергии просачивается вниз, давая наблюдаемые короткопериодические колебания (КПК). Рассмотрено затухание волн при прохождении через ионосферу.

SHORT-PERIOD PULSATIONS OF THE EARTH'S MAGNETIC FIELD, by A. S. Dvoryashin. — The sharp change of the Earth's magnetic field during a sudden commencement is usually interpreted as the result of the passage of a shock wave from the Sun. However, the free path for large velocities is exceedingly long. A sharp front can be explained only if the magnetic field is taken into account.

The impact of the wave with the Earth's field must cause oscillations. A special apparatus has been constructed for the registration of the short-period oscillations of the magnetic field during the disturbance-period. Fluctuations with a period of about 15 seconds, excited during sudden commencement, have been detected.

The velocity of a wave with such a period in the upper ionosphere and higher is determined by the ion density. From here the wavelength $L = 30\,000$ km was found. Evidently a standing hydromagnetic wave is formed between the magnetic-conjugate points of the northern and southern hemispheres of the Earth. Reflection takes place at the boundary of the ionosphere. Part of the energy penetrates downward, causing the observed short-period oscillations. The damping of waves which passing through the ionosphere is considered.

Как известно, магнитная буря с внезапным началом (SSC) наступает на Земле примерно через 24 часа после интенсивной солнечной вспышки. Для бурь с меньшей интенсивностью время запаздывания увеличивается, в среднем, до полутора суток. Характерным для внезапного начала*

* Мы не рассматриваем здесь ни предшествующее SSC бухтообразное возмущение, ни SSC. Тонкая структура SSC будет рассмотрена позже.

является быстрое изменение поля, которое происходит почти одновременно на всей Земле. Для средних широт внезапное начало характеризуется, как правило, довольно быстрым возрастанием, причем это возрастание магнитного поля достигает своего максимального значения (иногда 30—60 γ) за время около 2—3 мин.

Если приписать SSC приближению корпускулярного потока от Солнца, тогда необходимо принять, что поток имеет невероятно малую дисперсию скоростей. Возникает определенная трудность при объяснении ускоряющего механизма на Солнце, который бы сообщал различным корпускулам столь одинаковые скорости, что они доходили бы до орбиты Земли примерно через сутки после выброса из Солнца практически одновременно.

Весьма привлекательной является идея Голда [1] о межпланетной ударной волне, использованная позже Зингером [2] в его теории магнитных бурь и полярных сияний. Поскольку агент, ответственный за SSC, пробегает межпланетное пространство со скоростью, превышающей скорость звука, Зингер предполагает, что во вспышке порождается ударная волна [3], которая затем распространяется через межпланетное пространство [1, 2, 4]. Толщина фронта ударной волны принимается равной нескольким длинам свободного пробега l . Принимая плотность в межпланетном пространстве порядка $10^3/\text{см}^3$ и температуру порядка 10^4 — 10^5 К, Зингер рассчитывает эффективное сечение и длину свободного пробега в межпланетной среде в предположении, что среда состоит из ионизованного водорода и, следовательно, взаимодействие между частицами кулоновское. Для сечения столкновения S Зингер получает

$$S = 2,4 \cdot 10^{-13} - 2,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2.$$

Вблизи Земли, вероятно, $S = 10^{-14} \text{ см}^2$, тогда при $n_e = 10^3 \text{ см}^3$, $l = 10^{11} \text{ см}$.

Однако в своих расчетах Зингер допустил ряд неточностей. Легко показать, что при принятых условиях толщина фронта ударной волны должна быть значительно больше. Действительно, при расчете сечения столкновения Зингер пользуется формулой [2]

$$S = (2,4 \cdot 10^{-5}) \frac{Z^2}{T_e^2} \text{ см}^2,$$

где для T_e принимается значение 10^4 — 10^5 градусов, справедливое для плазмы межпланетного пространства, частицы которой движутся с тепловыми скоростями. В то же время, поток плазмы, выброшенной из Солнца и ответственный за бури с SSC, проходит межпланетное пространство со скоростью $v = 10^8 \text{ см/сек}$. Тепловые скорости ионов за фронтом сильной волны сравнимы с макроскопической скоростью газа. Следовательно, температура за фронтом, если он образуется, должна измеряться миллионами градусов. Согласно Г. Сену [6], толщина фронта сильной ударной волны порядка нескольких длин свободного пробега в пределах фронта, а не перед фронтом.

Следовательно, вместо T_e нужно подставить среднюю температуру в пределах фронта. Поскольку длина свободного пробега зависит и от

электронов и от ионов, возьмем для нее выражение [5], которым пользуется Г. Сен [6]

$$\lambda = \frac{5(kT)^2}{2\sqrt{2} n_i Z^4 e^4 A_2(2)},$$

где

$$A_2(2) \approx 4 \ln \frac{4kT}{n^{1/3} e^2}.$$

Это выражение было определено через вязкость и потому включает действие и ионов и электронов. Подставляя вместо kT (средняя температура в пределах фронта принимается равной среднему арифметическому из ее начального и конечного значений) величину $\frac{1}{6} m_i v^2$, находим

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^{20}}{n_i A_2} = 3 \cdot 10^{15}, \text{ если } n_i = 10^3 \text{ и } A_2 \approx 90,$$

что значительно больше, чем требуемая длительностью внезапного начала толщина фронта возмущения. Следовательно, при принятых условиях не представляется возможным объяснить резкий скачок поля при внезапном начале.

Из наблюдений следует, однако, что если магнитное поле было спокойным, то началу SSC не предшествует во времени какое-либо возмущение магнитного поля. Наблюдаемое иногда бухтообразное возмущение, предшествующее SSC, — явление редкое (в средних широтах), и если оно наблюдается, то характеризуется отдельным бухтообразным возмущением, после чего поле может снова оставаться спокойным, т. е. предшествующее SSC бухтообразное возмущение может быть обусловлено вхождением в атмосферу Земли отдельного облака корпускул. Это значит, что приближающийся фронт газа, ответственный за SSC, довольно острый и потому концепция ударной волны не может быть легко отброшена, тем более, что, как показывают выполненные в последнее время экспериментальные и теоретические исследования [7—10], многие быстрые процессы на Солнце лучше объясняются с привлечением ударных волн и, следовательно, можно ожидать, что при отсутствии разрыва непрерывности плотности [11, 14] ударная волна, порождаемая на Солнце, может распространяться через межпланетное пространство.

Толщина фронта, определенная Г. Сеном [6], предполагает бесконечную проводимость среды. Можно показать, что если предположить конечную величину проводимости, то толщина фронта будет определяться также и электромагнитными механизмами диссипации и может быть при некоторых условиях значительно меньше λ .

Точный расчет толщины фронта в условиях, когда λ значительно больше ларморовского радиуса, как это имеет место в межпланетном пространстве, еще не проведен. В упрощенном случае среды с изотропной проводимостью [15] толщина фронта в несколько раз превышает величину

$$\lambda^* = \frac{c^2}{4\pi \sigma a_1},$$

где σ — проводимость, $a_1 = \sqrt{\frac{\gamma P_1}{\rho_1}}$ — скорость звука, и в случае

очень большой проводимости фронт скачка должен быть очень резким. Проводимость межпланетной среды порядка 10^{11} эл. ст. ед., если $T = 10^3$ °К, а если, согласно Чепмену [16], принять $T \approx 10^5$ °К, то $\sigma \approx 10^{14}$ эл. ст. ед. В обоих крайних случаях получается исключительно резкий фронт скачка — менее 10^4 см. Конечно, в условиях низкой плотности, когда проводимость анизотропна, численная величина может быть другой, но приведенная оценка все-таки говорит о резком характере изменения поля в пределах скачка.

Для расчета числа Маха M волны, примем, что напряженность поля H в межпланетном пространстве порядка 10^{-5} эс, а на расстоянии нескольких радиусов от Земли — 10^{-4} эс. Скорость звука для проводящей среды в магнитном поле определяется выражением [17]

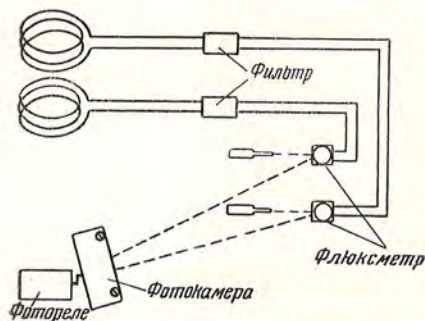
$$\bar{C} = \sqrt{C_0^2 + V_0^2 \cos \theta},$$

где C_0 — скорость звука в газе в отсутствие магнитного поля, V_0 — скорость волн Альфвена и θ — угол между направлением распространения волны и напряженностью магнитного поля H . Примем в согласии с измерениями интенсивности зодиакального свечения [11—14] для плотности электронов в межпланетном пространстве значение $n \approx 10^2 - 10^3/\text{см}^3$. Тогда для указанных выше напряженностей магнитного поля и $\cos \theta \approx 1$ получаем $V_0 \approx 7 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^6$ см/сек. Следовательно, скорость движения возмущающего агента, пробегающего межпланетное пространство примерно за 24 часа и равная $V = 1,7 \cdot 10^8$ см/сек, существенно больше скорости звука в проводящей среде с учетом магнитного поля. Вычисленное отсюда число Маха $M = 50 - 1000$, что характерно для сильных ударных волн. Ударная волна, подходя к Земле, встречает более плотные слои. Из наблюдений за распространением атмосфериков [18] следует, что на расстоянии нескольких радиусов Земли электронная плотность порядка $400 - 600$ эл/см³ и на расстоянии 1500 км [19] равна 5000 эл/см³, что подтверждается данными, полученными из изучения движения спутника Земли [20], если пересчитать n_e , применяя линейную экстраполяцию. Магнитно-гидродинамическая волна постепенно тормозится, входя в более плотные слои. На нижней границе ионосферы волна переходит в обычную электромагнитную и в таком виде доходит до поверхности Земли. Таким образом, регистрируемое во время внезапного начала возмущение поля вызвано токами в ионосфере, связанными с прохождением волны. Мы склонны ожидать, что какая-то часть SSC обусловлена динамо-эффектом [21] в результате увеличения ионизации при вторжении протонов в полярные широты, как об этом свидетельствуют наблюдения H_α в полярных сияниях [22]. Для средних и низких широт ответственным может являться нейтральная компонента в корпускулярном излучении Солнца [23], прибывающая одновременно с ударной волной. На возможную роль перезарядки в этих процессах указывалось в [24—26].

Следует подчеркнуть, что вследствие высокой проводимости среды изменение ΔH не может передаваться до уровня Земли практически мгновенно (как в непроводящей среде). Распространение $\Delta \rho$ означает

также распространение ΔH , т. е. движение вещества влечет за собой движение поля.

Падение ударной волны (со скоростью 1000 км/сек) на ионизованную среду в магнитном поле эквивалентно удару по упругой среде. Магнитное поле будет действовать подобно «амортизатору», с которым будет сталкиваться волна. Следует ожидать, что при этом могут возникнуть колебания среды вместе с «вмороженным» магнитным полем, которые должны распространяться как магнито-гидродинамические волны.



Фиг. 1. Схема флюксометрической установки Крымской астрофизической обсерватории

Предпринятое с этой целью автором специальное исследование тонкой структуры вариаций магнитного поля во время внезапного начала магнитных бурь, которое проводится в Крымской астрофизической обсерватории с помощью флюксометрической установки, действительно обнаружило существование коротко-периодических колебаний магнитного поля (КПК), возбуждаемых во время внезапного начала.

Флюксометрическая установка Крымской астрофизической обсерватории (фиг. 1) представляет собой расположенный в горизонтальной плоскости индукционный контур с эффективной площадью $S = 10^9 \text{ см}^2$, соединенный с флюксметром*. С целью исследования КПК в марте 1957 г. контур был разделен на две части, из которых одна часть с эффективной площадью $S' = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^2$ была подключена к флюксметру, регистрирующему общие вариации магнитного поля. Чувствительность этой установки $\epsilon_1 = 0,015 \text{ γ/мм}$. Другая часть с эффективной площадью $S'' = 6 \cdot 10^8 \text{ см}^2$ подключена к другому флюксметру, в цепи которого стоит фильтр, срезающий амплитуды вариаций магнитного поля длительностью в несколько минут (во время бурь). Чувствительность этой установки около $\epsilon_2 = 0,005 \text{ γ/мм}$, и она предназначена для регистрации КПК магнитного поля в спокойный и возмущенный период. Запись ведется с помощью фоторегистратора на осциллографной бумаге, шириной 200 мм, со скоростью развертки 30 см/час. На фиг. 2, 3 дан пример записи общих вариаций магнитного поля и КПК, возбуждаемых в возмущенный период во время магнитной бури 4 сентября 1957 г. Круглосуточная регистрация на одной ленте общих вариаций магнитного поля и КПК при спокойном и возмущенном состоянии магнитного поля позволяет изучить закономерности появления КПК в течение суток и их связь с корпускулярным излучением Солнца. Данджи [28] первый обратил внимание на волнистость, наблюдаемую иногда на магнитограммах и для интерпретации этого явления обратился к магнитной гидродинамике. Эта идея была быстро подхвачена многими исследователями в области астрофизики [29—31] и последовал

* Более подробное описание подобной установки дано в [27].

ряд работ по объяснению колебаний типа P_c и P_t^* . В настоящем сообщении речь будет идти о исследовании КПК, возбуждаемых при внезапном начале магнитных бурь (КПК при SSC). Нам не приходилось встречать в литературе сведений о регистрации колебаний этого типа, по-видимому, в связи с трудностями, появляющимися при быстром возрастании поля во время внезапного начала. Примеры записей КПК при SSC даны на фиг. 4—6. Исследование КПК при SSC, зарегистрированных в течение МГГ в Крымской астрофизической обсерватории, показывает, что их наиболее характерными чертами являются:

1. Знак первого колебания всегда положителен и соответствует возрастанию поля.

2. Амплитуда первого колебания наибольшая и составляет в среднем $A \sim 0,2 - 0,1 \gamma$.

3. Период колебаний 10—12 — 15 сек.

4. КПК затухают за время 1—2 мин.

5. Возбуждение КПК при SSC зависит от времени суток.

Очевидно, что исследование КПК может дать некоторые дополнительные сведения о механизме образования магнитных возмущений и влиянии корпускулярного излучения Солнца на ионосферу и магнитное поле Земли. Точное решение проблемы подобно тому, как это делается при расчете колебаний звезды в собственном магнитном поле [32], встречается с значительными математическими трудностями, и не имеет большого значения, так как неизвестны с достаточной точностью физические условия в потоке и в окрестностях Земли. Поэтому ограничимся пока грубым качественным рассмотрением.

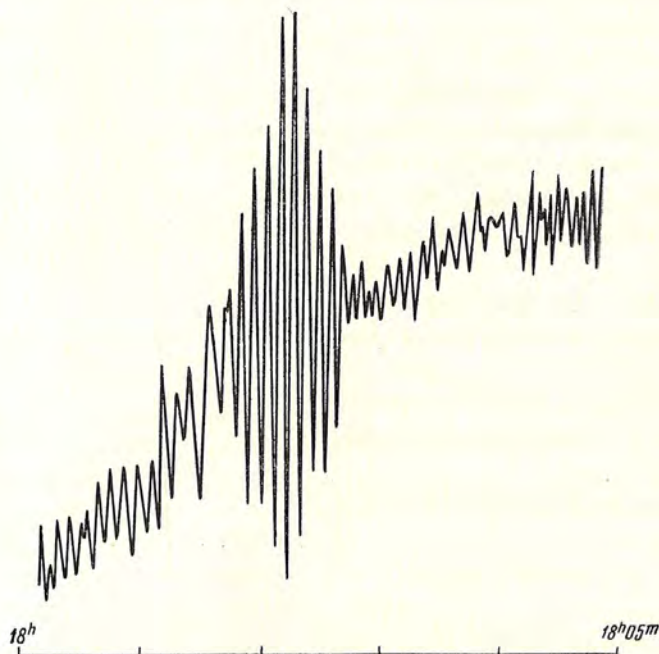
Для появления периодических колебаний нужна стоячая волна, т. е. путь распространения волны должен быть ограничен отражением, появляющимся, например, при быстром росте электронной плотности n_e . Из



Фиг. 2. Быстрое возрастание магнитного поля (z -компонента), зарегистрированное во время магнитной бури 4 сентября 1957 г. в 18 час. 02 мин. На записи заметны следы КПК, отчетливо зарегистрированные вторым флюксметром (см. фиг. 3). Время мировое

* Терминология, принятая Международным Союзом геомагнетизма и аэронауки.

периода колебаний T , зная скорость распространения волны, можно найти длину волны, которая сравнима с размерами системы. Скорость волны Альвена зависит от ρ . Из сравнения периода колебаний и времени свободного пробега в D-, E- и F-слоях следует [33], что при той степени ионизации, которая имеет место в ионосфере, нейтральные атомы не могут быть увлечены волной и что, следовательно, скорость магнито-гидродинамических



Фиг. 3. Группа КПК, зарегистрированная в момент быстрого роста поля 4 сентября 1957 г. Время мировое

волн определяется плотностью только плазмы, т. е. ионизованной части газа. Нейтральные атомы сначала не участвуют в движении, а затем их роль сводится к гашению колебаний и превращению энергии волны в тепло («фрикционные потери») [34—36]. Следовательно, при концентрации ионов $n_i = 10^3/\text{см}^3$ скорость распространения волны Альвена

$$V = \frac{0,03}{\sqrt{4\pi \cdot 10^3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-24}}} = 2 \cdot 10^8 \text{ см/сек} = 2000 \text{ км/сек}.$$

Взяв средний период КПК около 15 сек., находим длину волны

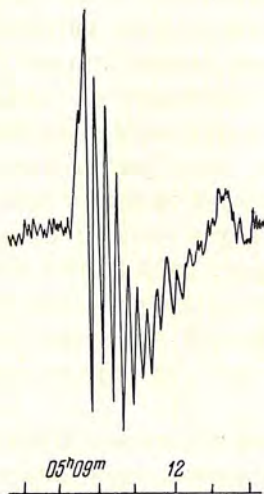
$$L = V \cdot T = 30\,000 \text{ км}.$$

Это означает, что колеблющаяся система не может быть ограничена флуктуациями плотности в ионосфере или двумя ионосферными слоями, как для другого случая «гигантских» пульсаций, наблюдающихся в полярных широтах, это предложил Ленерт [37]. Полученная величина превышает диаметр Земли и мы, естественно, приходим к заключению, что колебания распространяются вдоль силовой линии, опирающейся на ионосферу в гео-

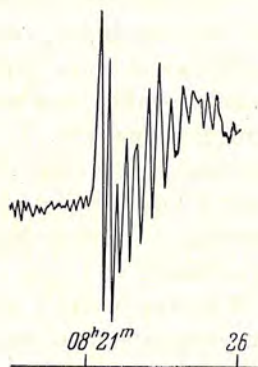
магнитно-сопряженных точках. Силовая линия поля Земли, которая входит в ионосферу в средних широтах, проходит над экватором на высоте 2—3 радиуса Земли, где плотность порядка 10^3 ионов/см³. Волна распространяется со скоростью, подсчитанной выше. Возможно, что уменьшение скорости волны, происходящее на сравнительно коротком отрезке пути,



Фиг. 4. КПК, зарегистрированные во время внезапного начала магнитной бури 17 апреля 1957 г. Время мировое



Фиг. 5. КПК, зарегистрированные во время внезапного начала магнитной бури 30 мая 1957 г. Время мировое



Фиг. 6. КПК, зарегистрированные во время внезапного начала магнитной бури 6 августа 1957 г. Время мировое

когда силовая линия входит в ионосферу, служит причиной отражения, необходимого для установления стоячих волн. Следовательно, магнито-гидродинамическая волна распространяется по силовой линии, последовательно отражаясь от ионосферы на одном и другом конце силовой линии. При каждом отражении какая-то часть энергии может проходить через ионосферу, давая наблюдаемые КПК.

Затухание колебаний может в принципе происходить как из-за такого просачивания, так и из-за джоулевых [38] и фрикционных потерь [34—36]. Легко показать, что джоулевы потери при периоде в несколько десятков секунд несущественны. Фрикционные потери в межпланетном пространстве малы из-за низкого относительного содержания нейтральных атомов. Однако они могут быть существенны для просачивающихся волн, идущих через ионосферу. Основным механизмом передачи импульса от ионов к нейтральным атомам в данном случае будет перезарядка (сечение упругого столкновения меньше), причем время перезарядки и будет по порядку величины определять время затухания волны, так как полная

энергия волны (магнитная и кинетическая) лишь вдвое превосходит кинетическую энергию. Длина пробега иона λ до перезарядки порядка 10^7 см в слое F_2 и $2 \cdot 10^5$ см в слое F_1 . Малое значение λ в слое F_1 ограничивает возможность образования устойчивых стоячих магнито-гидродинамических волн в этом слое, так как время до перезарядки порядка нескольких секунд. Это следует иметь в виду при приложении теории магнито-гидродинамических волн к ионосфере.

В предлагаемой модели затухание вследствие взаимодействия с нейтральным газом не должно быть существенно, так как основная часть стоячей волны расположена значительно выше слоя F_2 . В самом слое F_2 колебания могут поддерживаться за счет магнитной энергии, передающейся из более высоких слоев вдоль силовой линии. От колеблющегося слоя F_2 должны непрерывно распространяться волны, проходящие через F_1 в более нижние слои и там затухающие. Бегущая через слой F_1 волна не успеет затухнуть, так как она распространяется со скоростью $V \approx 5 \cdot 10^7$ см/сек, т. е. пересечет слой за время порядка 0,2 сек. За это время колеблющийся ион пройдет путь около $2 \cdot 10^4$ см*, т. е. перезарядка не успеет произойти. Что касается слоя E, то в нем время прохождения волны приблизительно на порядок меньше, чем время перезарядки. Это является трудностью предлагаемой гипотезы. Однако эта трудность относится и к любой другой гипотезе образования коротко-периодических колебаний.

Следует иметь в виду, что объяснение КПК при SSC не требует обязательно ударной волны. В принципе возможно возбуждение КПК и обычно рассматриваемым потоком Чепмена — Ферраро, если предположить, что поток состоит из отдельных облаков корпускул (о чем свидетельствует характер магнитограмм), несущих «вмороженные» магнитные поля. Существование таких «вмороженных» полей в потоках следует из изучения вариаций интенсивности космического излучения [39—41], которые именно связаны с бурями с SSC. КПК, наблюдаемые во время возмущения магнитного поля (буря с пульсациями), могут быть объяснены возбуждением магнито-гидродинамических волн ударами отдельных «конденсаций», несущих «вмороженные» магнитные поля [42], взаимодействие которых с магнитным полем Земли исследовано в [43, 44].

В дальнейшем необходимо сравнить КПК на двух достаточно удаленных станциях. Для колебаний типа P_i одновременность появления на огромной площади, по-видимому, является установленным фактом [45]. Желательно проверить это утверждение для отдельных групп колебаний типа P_c (биение). На ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории предполагается провести непрерывное зондирование ионосферы с целью выяснения поведения ионосферы во время внезапного начала магнитных бурь. Отмеченное в [46] увеличение $f_0 F_2$ и $f_{\min}$ во время

* Скорость ионов v_i в волне можно оценить из соотношения $v_i v_i^2 = \frac{1}{8\pi} h^2$, где h — поле возмущения. Полагая $\rho_i \approx 3 \cdot 10^5 \cdot 30 \cdot 10^{-24} = 10^{-17}$ г/см³ и $h = 10^{-6}$ эс, находим $v_i = 10^2$ см/сек, что меньше тепловой скорости $v = 10^5$ см/сек.

SSC представляет в этом отношении определенный интерес. Появление слоя E и увеличение критических частот слоя F_2 , зарегистрированное на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории в почное время, во время полярного сияния, наблюдавшегося в Крыму 29 сентября 1957 г., свидетельствует о том, что во время очень интенсивных магнитных бурь имеет место проникновение корпускулярного излучения Солнца на средние и низкие геомагнитные широты. В связи с этим уместно напомнить о наблюдении мягкой радиации [47] во время интенсивного полярного сияния 1 июля 1957 г. и во время магнитной бури [48] 29 августа 1957 г., когда наблюдалось быстрое уменьшение вертикальной компоненты магнитного поля (составляющее 400—500 γ на станции Fort Churchill). Чтобы объяснить проникновение корпускулярного излучения на столь низкие геомагнитные широты и возникновение при этом рентгеновского излучения, недостаточно, по-видимому, привлечения только механизма перезарядки и требуется найти ускоряющий механизм, который начинал бы работать вблизи Земли, разгоняя электроны до энергии, при которой возможна генерация рентгеновского излучения тормозным излучением. Ускоряющий механизм действительно необходим, если не предположить, что соответствующие быстрые частицы не перенесены из Солнца облаком с «вмороженным» магнитным полем.

В заключение считаю своим долгом принести благодарность С. Б. Пикельнеру за руководство и большую помощь при выполнении работы.

Л и т е р а т у р а

1. T. Gold. Gas Dynamics of Cosmic Clouds. Edit. by H. C. van de Hulst, J. M. Burgers, Amsterdam, 1955.
2. S. F. Singer. Trans. Amer. Geophys. Union, 38, № 2, 1957.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957.
4. R. C. Jennison. Observatory, 75, № 886, 125, 1955.
5. S. Chapman and T. G. Cowling. The Mathematical Theory of Nonuniform Gases. Cambridge University Press, Cambridge, 1955.
6. H. Sen. Phys. Rev., 102, № 1, 1956.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 72, 1958.
8. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 100, 1958.
9. А. Б. Северный. Астр. журн., 35, 1958.
10. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 22, 1958.
11. A. Bhera. N. Siedentopf. Zs. f. Ap., 32, 19, 1953.
12. D. E. Blackwell. M.N., 115, № 6, 1955.
13. D. E. Blackwell. M.N., 116, 4, 1956.
14. D. E. Blackwell. Observatory, 77, № 900, 187, 1957.
15. W. Marshall. Phys. Rev., 103, 1900, 1956.
16. S. Chapman. Smithsonian Contr. to Astrophys., 12, № 1, 1957.
17. С. И. Сыроватский. У.Ф.Н., 62, вып. 3, 1957.
18. L. R. O. Storey. Phil. Trans. Royal Soc. A, 246, 113, 1953.
19. H. K. Raetzold. Physikalische Blatter, 9, 1957.
20. Я. Л. Альперт. У. Ф. Н., № 6, 1958.
21. T. Obayashi and J. H. Jacobs. J. Geophys. Res., № 62, 4, 1957.
22. A. Meinel. Ap. J., 113, 50, 1951.
23. И. С. Шкловский. Астр. журн., 35, 557, 1958.
24. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР, 81, № 3, 1951.
25. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 8, 1952.

26. S. N. Ghosh a. W. F. Sheridan. Indian J. Phys., 31, 7, 1957.
 27. А. Г. К а л а ш н и к о в. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., 12, № 2, 1948.
 28. J. W. Dungey. Reports on the Conference on the Physics Ionosphere, London, 1955.
 29. Y. Kato, S. Akasofu. Rep. Ion. Res., Japan, 9, № 5/6, 1956.
 30. Y. Kato, Tomiya Watanabe. Rep. Ion. Res., Japan, 10, № 2, 1956.
 31. S. Akasofu. Rep. Ion. Res., Japan, 10, № 4, 1956.
 32. C. Plumptre a. V. C. A. Ferraro. M.N., 113, 647, 1953.
 33. S. B. Pickelner. Tellus, 9, № 1, 1957.
 34. T. G. Cowling. M.N., 116, № 1, 1956.
 35. J. H. Piddington. Observatory, 76, № 890, 1956.
 36. J. H. Piddington. M.N., 116, № 3, 1956.
 37. B. Lehnert. Tellus, 8, 2, 1956.
 38. J. H. Piddington. M.N., 114, № 6, 638, 651, 1954.
 39. H. Alfven. Tellus, 7, 50, 1955.
 40. Л. И. Д о р м а н. Вариации космического излучения, Гостехиздат, 1957.
 41. S. Hayakawa. I. U. P. A. P., Cosm. Ray Congress, Mexico, 1955.
 42. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 35, 351, 1958.
 43. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 1956.
 44. H. Alfven. Tellus, 10, № 1, 1958.
 45. В. А. Троицкая. Докл. АН СССР, 41, № 2, 1953.
 46. S. Matsushita. J. Geophysical Res., 62, № 1, 1957.
 47. J. R. Winckler a. L. Peterson. Phys. Rev., 108, № 3, 1957.
 48. K. A. Anderson. J. Geophysical Res., 62, № 4, 1957.
-

К ВОПРОСУ О ГЕНЕТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ
ЗВЕЗД РАЗНЫХ ПОДСИСТЕМ

С. Б. Пикельнер

Исходя из модели Галактики по М. Шмидту, рассчитан удельный момент звезд разных подсистем. Теории С. Вейцеккера, А. И. Лебединского и Л. Э. Гуревича, так же как и некоторые другие гипотезы, не могут объяснить распределения моментов и звезд. Многократное закручивание рукавов, по-видимому, предотвращается действием магнитного поля.

ON THE GENETIC RELATION OF STARS OF DIFFERENT SUBSYSTEMS, by S. B. Pickelner. — The specific momentum of stars of different subsystems has been calculated according to M. Schmidt's model of the Galaxy. The theories of C. Weizsäcker, A. Lebedinsky and L. Gurevich, as well as some other hypotheses, cannot explain the distribution of the momenta. The formation of many trailing arms is evidently prevented by the action of the magnetic field.

Цель настоящей заметки — сравнить кинематические свойства звезд различных подсистем в связи с вопросом о их генетической связи и отметить некоторые трудности предлагавшихся гипотез. Существующие теории о связи объектов плоских, промежуточных и сферических подсистем исходят из того, что на первой стадии своего существования Галактика была газовым облаком неправильной формы с мощными турбулентными движениями. Из этого облака образовались звезды сферических подсистем, а остатки, вместе с тем газом, который был выброшен звездами к концу их эволюции, сжались в диск, где из них образовались звезды промежуточных подсистем. Часть газа, являющегося продуктом эволюции, до сих пор превращается в звезды плоской подсистемы Галактики. Эти представления хорошо согласуются со множеством наблюдательных фактов. Особенно важно различие химического состава звезд разных подсистем — самые старые звезды гало содержат металлов и других тяжелых элементов в 20—30 раз меньше, чем атмосфера Солнца, звезды галактического ядра содержат эти элементы в несколько большем количестве, но по-видимому, меньше, чем Солнце, а звезды плоской подсистемы, по-видимому, несколько богаче тяжелыми элементами, чем Солнце. Различие химического состава есть следствие того обстоятельства, что звезды в процессе

эволюции обогащаются тяжелыми элементами, так что чем больше последних, тем к более позднему поколению принадлежит звезда (см, например, обзор [1]). Рассмотрим более подробно динамическую сторону вопроса. Наблюдения показывают, что сферические подсистемы и старые звезды — «быстрые карлики» в диске, сильно концентрируются к центру, объекты промежуточных подсистем, в том числе желтые и красные звезды главной последовательности, концентрируются к центру слабее, а межзвездный газ и горячие звезды плоских подсистем к центру почти не концентрируются. Эту трудность, общую для всех теорий происхождения звезд, Вейцеккер [2] устранял, рассматривая эволюцию газового диска. По его мнению вязкость, особенно турбулентная, стремится выровнять угловые скорости на разных расстояниях от центра, сгладить эффект дифференциального вращения. Это должно привести к тому, что ускоряемые внешние зоны диска приобретают больший угловой момент и удаляются от центра, а затормаживаемые внутренние зоны приближаются к центру, образуя плотное ядро, которое потом распадается на многочисленные звезды, концентрирующиеся к центру Галактики.

Идея о переносе углового момента от внутренних к внешним областям диска была сначала высказана Вейцеккером в применении к теории происхождения Солнечной системы, чтобы объяснить аналогичную трудность, возникающую из-за большого углового момента планет, сравнительно с Солнцем. В. С. Сафронов и Е. Л. Рускол [3] указали, что этот механизм встречает некоторые возражения. Так как турбулентный элемент, движущийся в центральном поле тяжести, переносит не импульс, а момент импульса, турбулентная вязкость может, напротив, выровнять распределение углового момента облака. Следовательно, поскольку удельный угловой момент растет наружу, турбулентная вязкость может привести к обратному эффекту — торможению внешних слоев и ускорению внутренних.

Это возражение относится всецело и к Галактике. Кроме того, если бы растягивание диска за счет турбулентной вязкости было бы существенным, то в центре Галактики должны были бы наблюдаться такие же звезды и газ, как в плоской подсистеме. Между тем, наблюдения голландских радиоастрономов показывают, что в центре газа меньше, чем в диске, а по содержанию тяжелых элементов звезды центра ближе к сферической подсистеме, чем к плоской. Правда, при большой плотности газа звездообразование должно идти быстрее, поэтому нельзя ожидать очень высокой плотности газа в ядре, но во всяком случае она должна быть больше, чем в плоскости Галактики. Что касается сравнительно молодых звезд, то их относительное количество может быть малым на фоне большого числа старых звезд, но абсолютная концентрация должна быть также больше, чем в диске, что, по-видимому, не согласуется с наблюдениями.

Таким образом, турбулентная вязкость не может объяснить наблюдаемого распределения звезд разных подсистем. Вейцеккер рассматривал эволюцию только газового диска, считая, что звезды практически не изменяют своих движений за время жизни Галактики. А. И. Лебединский

[4] и независимо Спизер и Шварцшильд [5] указали, что это не так. Возмущающее действие больших масс — звездных облаков, по А. И. Лебединскому, и газовых облаков, по [5], может заметно изменить дисперсию скоростей звезд за космогонически приемлемые сроки.

В связи с этим А. И. Лебединский [6] и более детально Л. Э. Гуревич [7] рассматривают следующую схему образования подсистем. Сначала газовое облако — протогалактика сплющивается в диск, где образуются звезды. При определенных условиях образуются звездные облака, размеры которых сравнимы с толщиной слоя (существование таких облаков не доказано пока с достаточной определенностью). Возмущающее действие облаков приводит, как было показано, к росту дисперсии скоростей и к утолщению слоя за приемлемый срок порядка 10^9 лет. Если же возмущения производятся не облаками, а скоплениями, содержащими, скажем, по 1000 звезд, то время утолщения системы превышает 10^{12} лет. Энергия, затрачиваемая на утолщение, получается за счет радиального сжатия основной массы. Сохранение момента системы происходит благодаря тому, что некоторая часть звезд удаляется от центра системы, образуя плоский диск, а остальные звезды приближаются к центру, образуя ядро и утолщенный диск вокруг него. Объекты существенно сферических подсистем «выбрасываются» из центральной части Галактики в результате более сильных случайных возмущений.

Расчеты эволюции звездных систем, интересные сами по себе, могут объяснить, в свете новых данных, лишь часть основных особенностей Галактики. Они могут объяснить, почему желтые и красные карлики образуют промежуточную подсистему, толщина которой в несколько раз больше толщины плоской подсистемы. Однако они не объясняют, почему большинство объектов сферических подсистем (субкарлики и шаровые скопления) являются очень старыми объектами — казалось бы, что разбрасывание звезд из центра должно продолжаться все время. Не объясняется, почему газ и звезды плоских подсистем тянутся так далеко в плоскости Галактики — ведь на газ динамический эффект распыливания не действует (дисперсия его скоростей уменьшается при столкновениях), а возраст звезд плоских подсистем меньше, чем время эволюции системы. Кроме того, если объяснить протяженность плоских подсистем передачей импульса, то другая часть звезд того же возраста должна была стянуться к центру, образуя там более толстый слой, что не наблюдается — ядро, как уже говорилось, по составу звезд ближе к сферическим, чем к плоским подсистемам, т. е. звездообразование там давно закончилось. В крайнем случае можно говорить об утолщении в центре системы старых звезд диска, но не об эволюции системы карликов главной последовательности. Это следует также из того, что в ядре скорости звезд в среднем в 6 раз больше круговых [8], т. е. там проходят вытянутые орбиты звезд сферических подсистем.

Таким образом, гравитационное взаимодействие звездных облаков также, по-видимому, не может объяснить аномально большого углового момента плоских подсистем.

Трудности с угловым моментом усугубляются тем фактом [9, 10], что шаровые скопления движутся по очень вытянутым эллипсам. То же, по-видимому, относится и к другим звездам сферических подсистем. В окрестностях Солнца субкарлики также движутся по вытянутым эллипсам [8], в противоположность Солнцу и другим более молодым звездам промежуточных и особенно плоских подсистем, орбиты которых почти круговые. Это означает, что при той же энергии орбитального движения звезда сферической подсистемы имеет меньший угловой момент. Выброшенный газ должен был сначала повторять форму системы старых звезд. В дальнейшем он должен был уплотняться в диск, а орбиты — превратиться почти в круговые, сохраняя угловой момент, как это было показано для протопланетного облака [11]. При этом концентрация к центру должна была еще увеличиться. Возникающие здесь трудности количественно лучше проиллюстрировать, сравнив удельные моменты различных подсистем.

Распределение масс в Галактике было получено М. Шмидтом [12] из анализа доплеровских смещений радиолинии 21 см и данных о кинематике и распределении в пространстве объектов разных подсистем в окрестностях Солнца. Используя [12], можно вычислить угловые моменты четырех основных подсистем, предполагая, что звезды движутся по круговым орбитам. Это дает верхний предел для момента III и IV подсистем, реальное значение может быть раза в полтора больше. Значения масс и вычисленных угловых моментов, а также их отношения — удельные угловые моменты приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Подсистема	Для всей системы			Для $r \geq 2,5 \text{ кпс}$		
	масса	угловые моменты	удельные моменты	масса	угловые моменты	удельные моменты
I. Плоская	185	244	1320	159	237	1480
II. Карлики	818	843	1030	649	796	1230
III. Старые звезды в диске (быстрые звезды) . . .	436	450	1070	346	425	1230
IV. Субкарлики, белые карлики	1603	1140	720	1050	988	940
V. Шаровые скопления	89	30 000	335			

Единица массы, используемая М. Шмидтом, равна $2,33 \cdot 10^5 M_{\odot}$; единица момента соответствует этой массе, движущейся со скоростью 1 км/сек на расстоянии 1 кпс от центра. Последняя строка таблицы вычислена по данным В. Ломана [13], который приводит распределение шаровых скоплений в Галактике. Единицей массы в таблице служит масса скопления (около $10^5 M_{\odot}$).

Вычисление момента проводилось следующим образом. Предполагалось, что орбиты достаточно вытянутые (a/b принято равным двум),

скопления находятся вблизи афелиев (С. Хёрнер показал, что в среднем скопления находятся на расстоянии 0,9 расстояния афелия), и перпендикулярная оси Галактики составляющая скорости скопления в момент, когда оно находится в конце малой полуоси, равна круговой скорости в точке, куда проектируется этот конец малой полуоси. Кроме того, принималось, что все малые полуоси параллельны плоскости Галактики и движение происходит в одном направлении. В совокупности, указанные допущения увеличивают угловой момент, так что действительная величина может быть несколько меньше.

Из таблицы сразу видно, что удельный момент плоской подсистемы в 2 раза больше, чем у субкарликов, и в 4 раза больше, чем у шаровых скоплений. Возможно, что движения значительной части субкарликов и других звезд чисто сферических подсистем мало отличаются от движений шаровых скоплений, тогда и в четвертой строке момент нужно соответственно уменьшить. Даже, если отбросить центральную область ($r < 2,5 \text{ кпс}$), то и тогда остается совершенно реальное различие удельных моментов.

Убедительного разрешения трудности, связанной с различием удельных моментов разных подсистем, пока не найдено. В принципе мыслимы следующие возможности.

1. Условия образования звезд могут быть различны на разных расстояниях от центра, например, из-за разной дисперсии скоростей газа. Если в центральных областях образовывались преимущественно звезды малой массы, которые не успели потом пройти цикл и выбросить газ, то в дальнейшем газ будет появляться там, где есть более массивные звезды, т. е. на периферии.

Однако эта возможность весьма искусственна, кроме того, она плохо согласуется с тем фактом, что у спиральных галактик Sc, в которых звездообразование находится на более ранней стадии, массивные горячие звезды наблюдаются и вблизи центра.

2. Наличие спиральных ветвей с магнитным полем может быть причиной перераспределения импульса. Вейцеккер [2] предположил, что спиральные ветви представляют собой конденсации материи, растягиваемые дифференциальным вращением. Но оставалось непонятным, почему ветвь всегда закручивается не более одного-двух раз. Причина может быть в существовании поля. Закручивание ветви должно приводить к усилению поля, но магнитная энергия не может увеличиваться беспредельно, должен быть обратный процесс. По существу это аналогично механизму турбулентной вязкости Вейцеккера. Поле препятствует дальнейшему закручиванию и тем тормозит внутренние слои и ускоряет внешние, которые должны отходить от центра. Однако гипотеза о «магнитной» вязкости встречает те же возражения, что и другие — почему мы не видим вблизи центра концентрации газа и более молодых звезд.

Некоторые другие возможности будут рассмотрены в следующей нашей статье.

Л и т е р а т у р а

1. A. G. K. C a m e r o n. Stellar evolution, nuclear astrophysics and nucleogenesis. Ontario, 1957.
 2. C. W e i z s e k e r. Zs. f. N a t u r f o r s c h., 3a, 524, 1948; Ap. J., 114, 165, 1951.
 3. В. С. С а ф р о н о в, Е. Д. Р у с к о л. Докл. АН СССР, 108, № 3, 413, 1956; Вопросы космогонии, 5, 22, 1957.
 4. А. И. Л е б е д и н с к и й. Докл. АН СССР, 84, № 1, 1952.
 5. L. S p i t z e r, M. S c h w a r z s c h i l d. Ap. J., 114, 385, 1951.
 6. А. И. Л е б е д и н с к и й. Вопросы космогонии, 2, 5, 1954.
 7. Л. Э. Г у р е в и ч. Вопросы космогонии, 2, 150, 1954.
 8. П. П. П а р е н а г о. Астр. журн., 29, 245, 1952.
 9. S. H o e r n e r. Zs. f. A p., 35, 255, 1955.
 10. L. P e r e k. Spisy vyd prirod fak. Masar. Univ., № 3, 113, 1954.
 11. Л. Э. Г у р е в и ч, А. И. Л е б е д и н с к и й. Изв. АН СССР, сер. физ., вып. 14, 765, 1950.
 12. M. S c h m i d t. B.A.N., 13, № 468, 15, 1956.
 13. W. L o h m a n. Zs. f. A p., 32, 248, 1953.
-

АБСОЛЮТНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ТУМАННОСТИ NGC 7000
С ПОМОЩЬЮ СВЕТОФИЛЬТРОВ

Р. Е. Гершберг и В. И. Проник

В первой части работы излагается методика фотографических наблюдений диффузных эмиссионных туманностей, позволяющая определять их абсолютные интенсивности в лучах λ 3727 [O II], H_{β} , $N_1 + N_2$ [O III], $H_{\alpha} + [N II]$ и в непрерывном излучении около 6000 Å. Туманности фотографируются на камере 640 мм F : 1,4. Участки спектра выделяются с помощью стеклянных фильтров. Стандартизация снимков в абсолютных единицах проводится по внефокальным снимкам звезд, полученным на вспомогательной камере, прикрепленной к основному инструменту (видоизменение метода двухэтажной кассеты); потоки энергии от стандартных звезд вычисляются по спектрофотометрическим измерениям распределения энергии в спектрах звезд разных спектральных классов, прокалиброванным по Солнцу.

Во второй и третьей частях работы изложены результаты, полученные для туманности NGC 7000. Показано, что непрерывное излучение туманности обусловлено в основном фоном слабых звезд, неразрешаемых эмульсией. Электронная температура, определенная по отношению [O II] и [O III] к H_{β} [4], практически не изменяется при переходе от зоны O III к зоне O II и не повышается в ярких волокнах. Яркие волокна являются резкими границами свечения [O III]. Обсуждается вопрос о вероятном существовании мощного ионизирующего центра позади темного облака, закрывающего область между «Северной Америкой» и «Пеликаном». Поглощение в облаке должно превышать 6^m , масса его — несколько сот масс Солнца.

ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRY OF THE NEBULA NGC 7000 WITH LIGHT FILTERS, by R. E. Gershberg and V. I. Pronyk.— The photographic method used for the determination of the absolute intensities of the nebulae in λ 3727 [O II], H_{β} , $N_1 + N_2$ [O III], $H_{\alpha} + [N II]$ and continuous emission at about 6000 Å is described in the first part of the paper. The nebulae are photographed with a 640 mm F : 1,4 camera with corresponding glass filters. Non-focal photographs of stars taken with an auxiliary camera, attached to the main instrument (a modification of the method of the two-step plate-holder) were used for the standardization of the photographs of the nebulae in absolute units. The energy flux from the standard stars was calculated from spectrophotometric measurements of energy distribution in the spectra of stars of different spectral classes, calibrated according to the Sun.

The results derived for the nebula NGC 7000 are given in the second and third parts of the paper. It is shown that the continuous emission of the nebula is conditioned mainly by the background of faint stars, not resolved by the emulsion. The electron temperature, determined from the ratio of [O II] and [O III] to H_{β} [4], does not vary practically from the [O III] zone to the [O II] zone and does not increase in bright filaments. The bright filaments are sharp boundaries of [O III] emission. The probable existence of a strong ionizing center behind the dark nebula, between «North America» and «Pelican», is discussed. The absorption in the nebula must be more than 6^m , its mass — several hundreds solar masses.

Наиболее полные данные о физических условиях в диффузных эмиссионных туманностях могут быть получены из спектроскопических наблюдений. Для исследований небольших деталей туманности с обычными целевыми спектрограммами необходимы наиболее мощные телескопы, а чтобы получить таким способом изменение физических условий на всем протяжении туманности требуется большое количество спектрограмм, которые при обработке должны быть связаны в одну систему. Обе эти трудности отпадают, если с помощью узких фильтров получать прямые снимки туманностей в лучах различных эмиссионных линий. Преимуществом этого метода являются также значительная экономия наблюдательного времени и возможность стандартизации снимков в абсолютных единицах (методом двухэтажной кассеты). При этом, правда, возникают затруднения с приведением «разноцветных» снимков в одну систему.

В настоящее время нами проводятся такие наблюдения ряда диффузных эмиссионных туманностей на светосильной камере 640 мм ($F : 1,4$) с целью изучения физических условий в них и выяснения природы ярких ободков на границе светлых и темных туманностей. Ниже излагается методика наблюдений и некоторые результаты, полученные для туманности NGC 7000.

I. МЕТОДИКА

§ 1. Выделение узких спектральных интервалов

Основные физические параметры диффузной материи — температура и плотность. Пользуясь методом, изложенным в [1], температуру в любой точке туманности (усредненную вдоль луча зрения) можно найти из относительных интенсивностей излучения в линиях [O II], [O III] и H_{β} . Плотность вещества можно определить по величине абсолютной интенсивности какой-нибудь балмеровской линии. В связи с этим была поставлена задача получить абсолютные интенсивности излучения туманностей в линиях $\lambda 3727$ [O II], N_1 и N_2 [O III] и H_{β} . Для исключения влияния непрерывного излучения в туманностях (пыль, двухквантовые переходы водорода $2^2S \rightarrow 1^2S$ и других элементов, излучение слабых звезд, неразрешаемых фотоэмульсией) необходимо знать абсолютную интенсивность этого излучения. Кроме того, определяется абсолютная интенсивность излучения в лучах $H_{\alpha} + [N II]$ с тем, чтобы оценивать поведение [N II].

В настоящее время для получения прямых снимков в узких спектральных интервалах успешно используются интерференционные или жидкие фильтры [2, 3]. К сожалению, жидкими фильтрами мы не располагаем, а имеющиеся металлические интерференционные фильтры мало пропускают и требуют дополнительного коллиматорного устройства, поэтому в данной работе использовались только стеклянные фильтры.

Указанные выше пять спектральных интервалов выделяются следующим образом. Полоса пропускания, выделяющая $\lambda 3727$ [O II], ограничи-

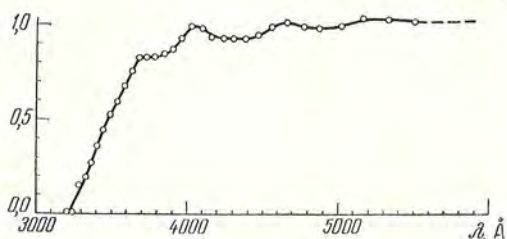
вается пропусканием оптики инструмента и фильтром BG-20 (2 мм) с одной стороны и фильтром UG-2 (2 мм) с другой. Для всех остальных линий ограничение полосы пропускания достигается комбинациями фильтров и фотоэмульсий. Так, комбинация фильтра ЖС-17 (3 мм) и фотоэмульсия 0аО дает сравнительно узкую полосу с линией N_1 [О III] вблизи максимума пропускания. Полоса пропускания, включающая H_α и [N II], ограничивается фильтром КС-7 (2 мм) и чувствительностью фотоэмульсий 0аЕ. Поскольку не существует фотоэмульсии, которая была бы еще достаточно чувствительной к H_β , но была бы нечувствительной к N_1 [О III], выделить H_β в чистом виде не удалось. Фильтр типа GG-7 (3 мм) и эмульсия 0аО дают полосу, пропускающую H_β и заметную долю N_1 [О III]. Фотографии в непрерывном спектре получены на пластинках 0аD в комбинации с фильтром OG-2 (2 мм).

Для определения пропускания оптики камеры 640 мм был специально собран небольшой кварцевый спектрограф с дисперсией 150 Å/мм около H_γ . С помощью этого спектрографа фотографировались и затем фотометрически сравнивались два спектра лампочки накаливания: один раз лампочка помещалась перед мениском так, что телескоп строил ее изображение на щели спектрографа, другой раз лампочка помещалась непосредственно перед щелью спектрографа. Лампочка накаливания вместе с двухступенчатым стабилизатором питания взята из комплекта микрофотометра МФ-4. Постоянные ступенчатого ослабителя определялись для пяти спектральных интервалов. Для определения длин волн впечатывался спектр неоновой лампочки. Полученная таким образом кривая пропускания оптики камеры 640 мм приведена на фиг. 1. При вычислении контуров полос пропускания поглощение в оптике учитывалось лишь для полосы, включающей $\lambda 3727$ [О II], так как для $\lambda > 4200$ Å это поглощение практически постоянно и на вид контура не влияет.

Кривые пропускания всех используемых фильтров определены на спектроэлектрофотометре СФ-4. Фильтры, составленные из нескольких цветных стекол, склеены для уменьшения отражения.

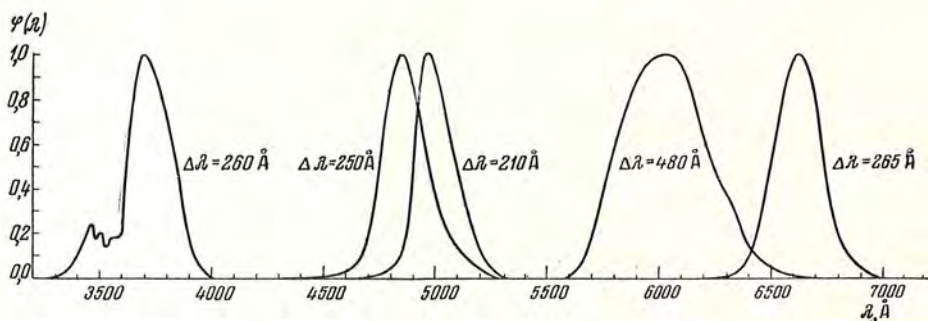
Кривые чувствительности фотоэмульсий 0аО, 0аD и 0аЕ определены путем фотометрирования спектров стандартной лампы. Кривая чувствительности эмульсии 0аО в ультрафиолетовой области не определялась, поэтому при вычислении контура полосы пропускания для $\lambda 3727$ [О II] была взята соответствующая кривая для эмульсии 103аО по каталогу фирмы Истмен Кодак, так как эмульсии 0аО и 103аО весьма сходны, к тому же кривая чувствительности эмульсии 103аО в области 3700 Å меняется слабо.

Контуров полос пропускания для выделения эмиссионных линий и непрерывного спектра приведены на фиг. 2; $\Delta\lambda$ около каждой кривой дает



Фиг. 1. Кривая пропускания оптики камеры 640 мм

эквивалентную ширину соответствующей полосы пропускания. Применение диэлектрических интерференционных фильтров позволило бы сузить $\Delta\lambda$ в 4—6 раз при том же пропускании в центре полосы, т. е. фотографировать туманности с поверхностной яркостью на 2 величины более слабой; существенное сужение полосы с помощью стеклянных фильтров, по-видимому, уже невозможно без потери пропускания в центре.



Фиг. 2. Контуры полос пропускания

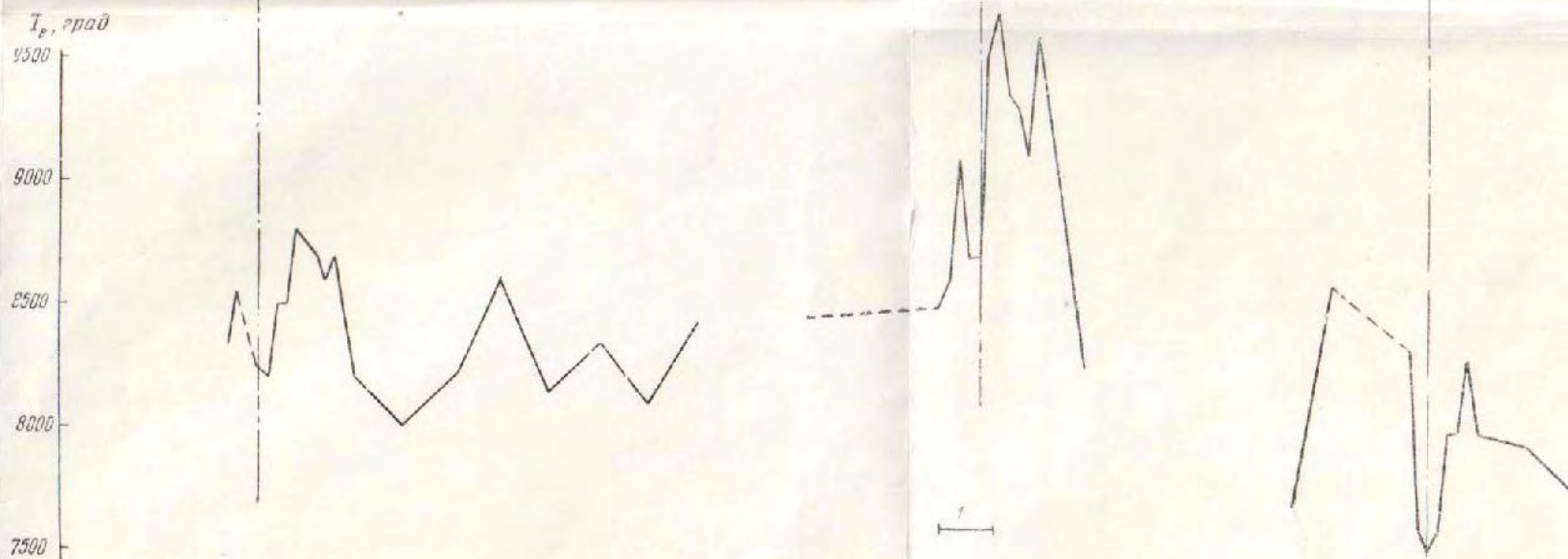
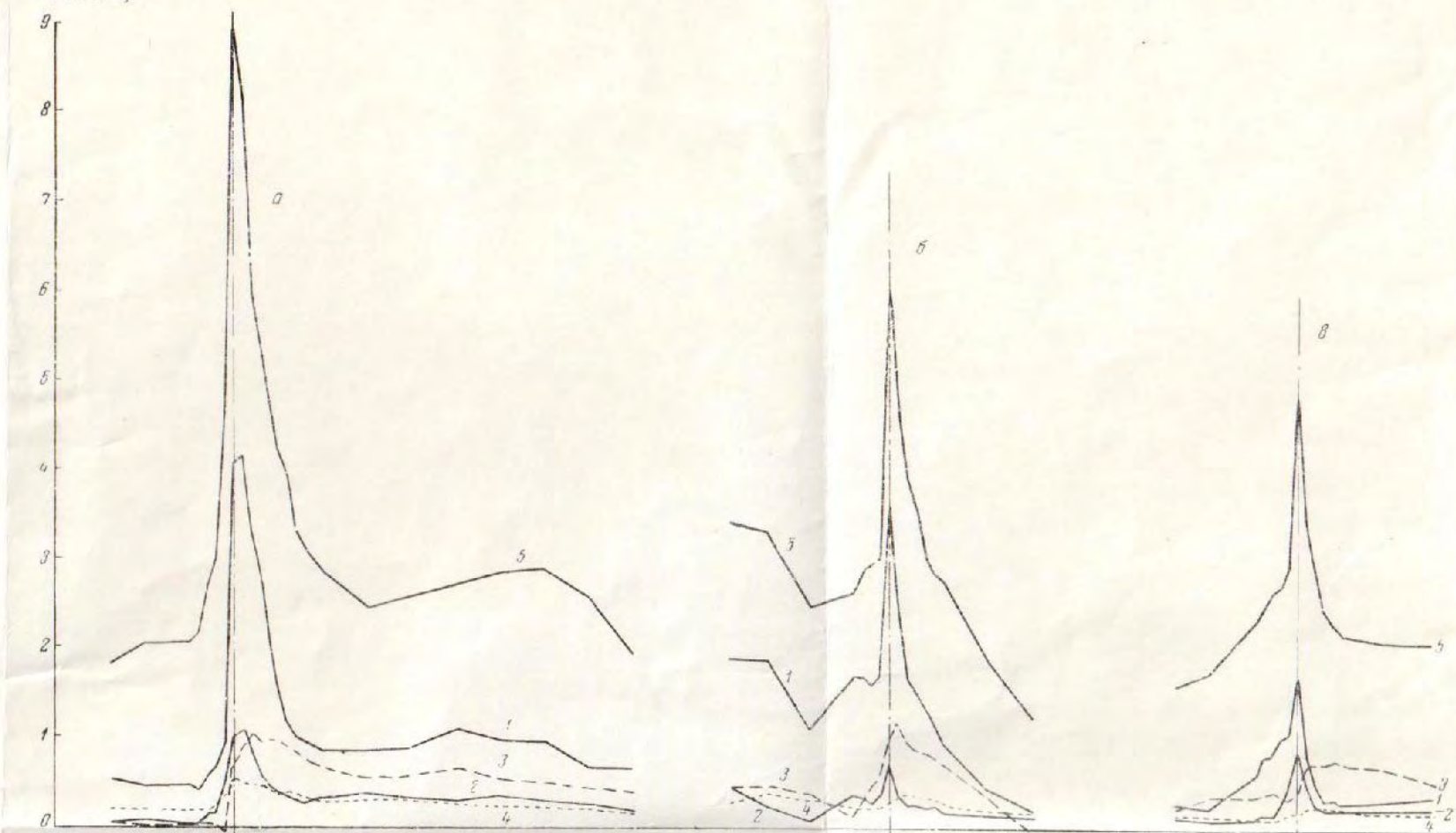
Стеклянные фильтры в сильно сходящемся пучке вносят сферическую aberrацию, но при толщине фильтра до 4 мм и закрытой кассегреновским зеркалом центральной части пучка кружок рассеяния меньше 0,01 мм, так что искажения, вносимые aberrацией, несущественны.

§ 2. Калибровка и стандартизация снимков

Калибровка снимков производится с помощью трубчатого фотометра с фильтрами, выделяющими те же спектральные интервалы. Экспозиции туманности и шкалки различаются не более чем в 2 раза. Фотометр находится в башне и шкалки впечатываются одновременно с фотографированием туманности, так что влияние разностей температуры и влажности на характеристическую кривую исключается. Туманность, внефокальное изображение стандартных звезд и шкалка фотографируются на кусочках, вырезанных из одной пластинки. Весь комплект проявляется одновременно в проявителе D-19.

Для фотометрии протяженных объектов весьма удобным методом стандартизации снимков является метод двухэтажной кассеты, который позволяет экономить половину наблюдательного времени (что очень важно при больших экспозициях) и исключать изменения атмосферной прозрачности в течение ночи. Выведем используемую в дальнейшем формулу для стандартизации снимков туманности по внефокальным снимкам звезд.

Пусть от стандартной звезды на 1 см² объектива падает энергия $\int \pi(\lambda) d\lambda$ эрг/сек · см². Вычисление потока $\pi(\lambda)$ будет дано ниже. При внефокальном фотографировании звезды объектив площади S изображается площадью s на пластинке. Совместное действие фильтра, поглощения оптики инструмента и кривой чувствительности фотоэмульсии дает контур полосы

$I_r \cdot 10^4, \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}}$


Фиг. 6. Фотометрические разрезы ярких ободков
 1 — λ 3727 [O II], 2 — H β , 3 — N γ +N δ , 4 — непрерывное излучение около 6000 Å, 5 — H γ +N[II]

пропускания $a\varphi(\lambda)$ (a — пропускание в максимуме, $\varphi_{\max} = 1$). Тогда на 1 см^2 пластинки падает энергия, равная

$$I_* \equiv \frac{Sa}{s} \int \pi(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda \equiv \frac{Sa}{s} \prod \text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2. \quad (1)$$

Если туманность излучает в линии с интенсивностью $I_\lambda \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стерад}$, то на 1 см^2 объектива падает энергия $I_\lambda \omega \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2$, где ω — телесный угол, под которым видна туманность; на всю площадь объектива от туманности падает $I_\lambda \omega S \text{ эрг/сек}$; на пластинке эта энергия, ослабленная в $a\varphi_\lambda$ раз, где φ_λ есть значение функции $\varphi(\lambda)$ для длины волны эмиссионной линии, распределится на площади $f^2 \omega$, где f — фокусное расстояние инструмента, и на 1 см^2 пластинки приходится

$$I_T \equiv \frac{I_\lambda \varphi_\lambda Sa}{f^2} \text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стерад}. \quad (2)$$

Комбинируя (1) и (2) и подставляя численные значения для f и s (расфокусировка фиксирована) получаем:

$$I_\lambda \varphi_\lambda = 6,52 \cdot 10^4 \cdot \frac{I_T}{I_*} \prod \text{эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{стерад}. \quad (3)$$

В действительности вместо двухэтажной кассеты нами применяется небольшая дополнительная камера, укрепленная на основном инструменте. Ее объектив „Кинон“ $F:4,5$, $D=70 \text{ мм}$ дает сравнительно неплохие внефокальные изображения звезд во всех спектральных интервалах. На этой камере одновременно с фотографированием туманности на основном инструменте получают внефокальные снимки стандартных звезд.

Поэтому в формуле (3) вместо I_* следует написать $I_*^{\text{кин}} \cdot \frac{I_*}{I_*^{\text{кин}}}$, отношение $\frac{I_*}{I_*^{\text{кин}}}$ определено непосредственно из наблюдений, выполненных для звезд разных спектральных классов при определенных расфокусировках обеих камер. При использовании n стандартных звезд, рабочая формула стандартизации имеет вид

$$I_\lambda \varphi_\lambda = 6,52 \cdot 10^4 \cdot I_T \cdot \frac{1}{n} \sum_i \frac{\Pi_i}{I_*^{\text{кин}}} \cdot \left(\frac{I_*}{I_*^{\text{кин}}} \right)_i. \quad (4)$$

В каждый спектральный интервал, кроме интересующей нас основной линии, проходит некоторое излучение туманности в непрерывном спектре и в других эмиссионных линиях. Это приводит к появлению дополнительных членов в левой части равенства (4). По контурам полос пропускания определены коэффициенты φ_λ для основных и дополнительных линий. Интенсивность непрерывного излучения в туманности внутри узких спектральных интервалов практически постоянна независимо от физической природы этого излучения. Поэтому левая часть уравнения (4) для подобранных нами пяти полос пропускания записывается следующим

образом:

- а) для полосы, выделяющей λ 3727 [O II] $0,95 I_{3727} + 0,48 I_{H\beta} + 1,30 I_{cuv}$,
 б) То же $H\beta$ $0,99 I_{H\beta} + 0,54 I_{N_1} + 1,25 I_{cH\beta}$,
 в) " N_1 и N_2 $0,15 I_{H\beta} + 1,25 I_{N_1} + 1,05 I_{cN_1}$, (5)
 г) " непрерывный спектр $0,83 I_{HeI} + 2,40 I_{c6000A} + 0,03 I_{H\alpha+[N II]}$.
 д) " $H\alpha+[N II]$ $0,89 I_{H\alpha+[N II]} + 0,56 I_{[S II]} + 1,32 I_{cH\alpha+[N II]}$.

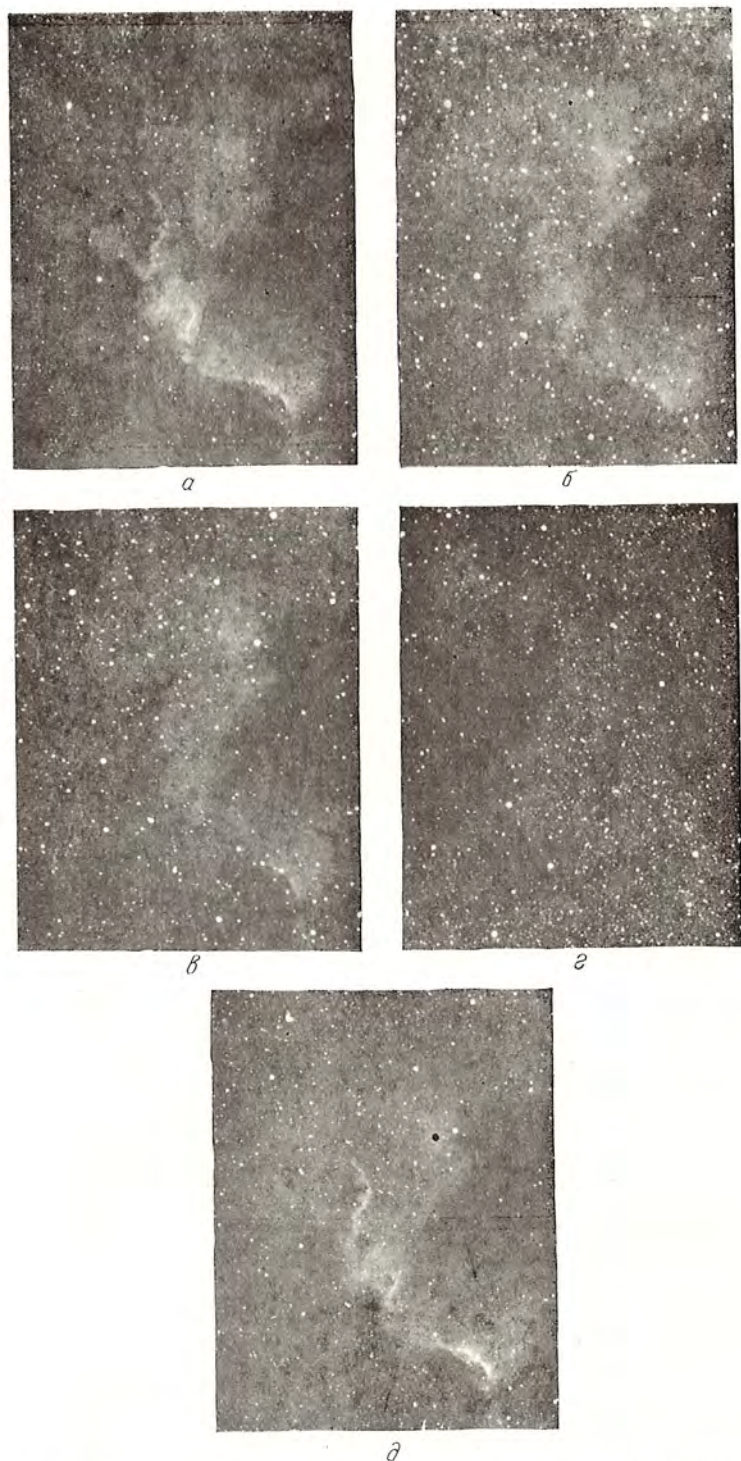
Через I_c обозначены интенсивности непрерывного излучения в туманности в соответствующих спектральных интервалах, рассчитанные на 200 Å. В а) член с $I_{H\beta}$ обусловлен высшими членами балмеровской серии; в б) и в) принято $I_{N_2} = 0,34 I_{N_1}$; в д) положено $\varphi_{H\alpha} = \varphi_{[N II]}$, так как разница этих значений не превосходит 0,02.

Чтобы определить интенсивность монохроматического излучения в некоторой точке туманности, следует подсчитать по фотометрическим измерениям правые части уравнений (4) и решать совместно. Для этого должно быть известно спектральное распределение непрерывного излучения в туманности и доля $I_{[S II]}$ и I_{HeI} относительно интенсивности основного излучения в соответствующих спектральных интервалах.

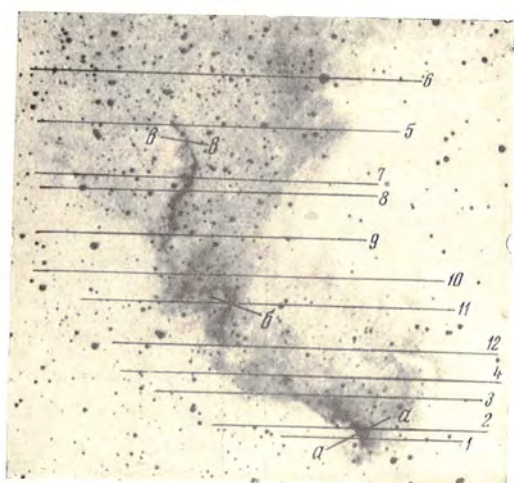
Потоки энергии $\pi(\lambda)$ от стандартных звезд, входящие в П, вычисляются следующим образом. По спектрофотометрическим измерениям ярких звезд, выполненным А. Д. Кодом и любезно сообщенным до их опубликования, построены кривые распределения энергии в спектрах этих звезд. Среди них имеется звезда 51 Peg спектрального класса G4. Пользуясь абсолютной спектрофотометрией Солнца [4] и его видимой звездной величиной [5], мы прокалибровали измерения А. Д. Кода в абсолютных единицах. Интенсивность излучения в центре диска Солнца, данная в [4], приведена к интенсивности, усредненной по всему диску по [6]. В таблице приведены значения $\Pi = \int \pi(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda$, вычисленные для всех пяти спектральных интервалов для звезд разных спектральных классов, приведенных к $m_v = 6^m,00$ (m_v — в системе UBV). Достаточно плавное изменение Π для звезд от O9 до A0 позволяет получать Π для звезд промежуточных спектральных классов интерполяцией данных таблицы.

Нужно отметить, что измерения А. Д. Кода, имеющиеся в нашем распоряжении, охватывают небольшое число звезд, что затрудняет использование их в качестве непосредственных стандартов. Характеристики этих звезд известны в системах UBV и МК. Поэтому в качестве стандартных звезд желательно выбирать звезды с известными спектральными классами в системе МК и фотоэлектрическими величинами в системе UBV , так как совпадения спектральных классов в системе МК и двух фотоэлектрических цветов в достаточной мере обеспечивают сходство в распределении энергии по спектру.

Звезды, приведенные в таблице, выбраны непокрасневшие или очень мало покрасневшие. Поэтому, если стандартная звезда пространственно связана с туманностью, то никаких поправок за межзвездное поглощение вводить не надо, точно так же, как при стандартизации снимков методом двухэтажной кассеты нет необходимости вводить поправку за атмосферную экстинцию. Если же поглощение до стандартной звезды и до туманности



Фиг. 3. Фотографии NGC 7000, полученные в разных участках спектра
 $\alpha - \lambda 3717$ [O II], $\beta - \text{H}\beta$, $\gamma - \text{N}_1 + \text{N}_2$ [OIII], $\delta - \text{непрерывное излучение около } 6000 \text{ \AA}$, $\epsilon - \text{H}_{\alpha} + [\text{N II}]$



Фиг. 4. Расположение измеренных
участков туманности

Величины $10^9 I$ для звезд, приведенных к $m_v = 6,00$

Звезды	Полосы пропускания, включающие				
	λ 3727 [O II]	H β	N $_1$	Contin 6000 Å	H α +[N II]
10 Lac O9 V	13,5	5,8	4,5	5,6	2,2
ϵ Ori B0 Ia	12,3	5,5	4,1	5,4	2,0
α Vir B1 V	12,5	5,5	4,2	5,2	2,0
η UMa B3 V	9,0	5,3	4,2	5,1	2,0
α Lyr A0 V	5,8	5,3	4,3	5,8	2,2
51 Peg G4	2,6	4,7	3,8	8,2	4,0

различны, то следует учитывать дифференциальное ослабление света, что может быть выполнено введением небольшой редукции.

Оценим точность результатов, получаемых описанным выше способом. Точность определений $I_T/I_{*}^{\text{кин}}$ и $I_{*}^{\text{кин}}/I_*$ составляет 10% — точность обычной фотографической фотометрии. Точность абсолютной спектрофотометрии Солнца, согласно [4], тоже составляет 10%. Точность определения $m_{v\odot} - \pm 0^m,04$; точность относительной спектрофотометрии А. Д. Кода $-\pm 0^m,10$. Поэтому интенсивность всего излучения в абсолютных единицах определяется в каждом спектральном интервале с ошибкой, не превышающей 20%.

Систематические ошибки вычисленных I_λ могут быть вызваны некоторым ослаблением потока энергии $\pi(\lambda)$ стандартных звезд фраунгоферовыми линиями * (А. Д. Код измерял участки непрерывного спектра шириной 15 Å, свободные от линий поглощения) и тем, что в левой части (5) опущены слагаемые, соответствующие слабым эмиссионным линиям туманности. Эти две причины действуют на I_λ в противоположных направлениях и, как показал расчет, не могут внести существенных ошибок.

II. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

С августа по ноябрь 1957 г. нами было получено 18 снимков туманности NGC 7000 («Северная Америка»), пригодных для фотометрической обработки. Поскольку поле инструмента сильно ограничивалось размерами фильтров (последние помещались непосредственно перед эмульсией) и вся туманность не могла быть сфотографирована сразу, нами была выбрана наиболее интересная — южная ее часть. Экспозиции составляли от 20^m до 2^h30^m для разных спектральных областей.

На фиг. 3 приведены репродукции снимков, снятых в разных лучах.

Обработка преследовала следующую цель: изучить изменение интенсивностей эмиссионных линий и непрерывного спектра туманности вдоль 12 выбранных сечений туманности и около ярких волокон. На фиг. 4

* Ослабление $\pi(\lambda)$ линиями с $W_\lambda > 0,5 \text{ Å}$ учтено для всех звезд, кроме 51.—Peg

показано положение всех профотометрированных участков туманности. Измерения производились на микрофотометре МФ-4. В первом случае использовалась круглая диафрагма с диаметром 3 мм; при фотометрировании ярких волокон щель микрофотометра имела ширину 0,5 мм, что соответствует 5'',2 на небе, и устанавливалась параллельно волокну; высота щели менялась от 2,5 до 5 мм, в зависимости от длины прямолинейного участка детали. Интенсивность свечения ночного неба измерялась в одном и том же месте «Мексиканского залива», свободного от фона звезд и где даже на передержанных снимках в лучах H_α нет и следов туманности, и вычиталась из интенсивностей, полученных для других точек. Фотометрировалось 2—3 пластинки каждого «цвета»; расхождения абсолютных интенсивностей туманностей, найденных по разным пластинкам, не превышают 15—20%.

По ряду причин в качестве стандартных звезд было выбрано около 30 звезд, расположенных вокруг туманности NGC 7000, со спектральными классами B9—A2 и видимыми звездными величинами от 6^m,00 до 7^m,50. Их фотовизуальные величины m_{pv} взяты из каталога HD и переведены в международную систему, величины m_v которой достаточно близки к m_v в системе *UBV*. Спектральная классификация в системе HD для звезд со спектральными классами, близкими к A0, практически совпадает с классификацией МК. Точность, получаемая по одной стандартной звезде, невелика, однако значение суммы в уравнении (5), найденное не менее чем по 20 звездам, определяется с точностью до 5—10%. Исследование цветов стандартных звезд, расположенных вокруг туманности, показывает, что визуальное поглощение для них равно приблизительно 1^m. Почти такое же поглощение — 1^m,11 — имеет звезда HD 199579 [7], расположенная в северной части туманности. По-видимому, на столько же поглощена и остальная часть туманности NGC 7000. Поэтому мы не вводим поправку за дифференциальное поглощение туманности относительно стандартных звезд.

Прежде чем вычислять монохроматические яркости туманности, нужно, как было указано выше, знать спектральное распределение излучения с непрерывным спектром от ультрафиолетовой области до H_α (неизвестные $I_{[S II]}$ и $I_{He I}$ можно оценить приближенно по небулярным спектрограммам). Известны следующие механизмы излучения туманностей с непрерывным спектром: двухфотонный переход водорода $2s — 1s$ [8, 9], рекомбинации водорода и гелия на третий уровень (Пашеновский континуум) и рассеяние света звезд пылью. Рекомбинации ионизованного гелия незначительны, так как дважды ионизованного гелия в NGC 7000 нет. Слабые звезды, неразрешаемые эмульсией, дают такой же фотографический эффект, как и свечение пыли в туманности. Интенсивность излучения газа [9] возрастает от H_α до λ 3727 примерно в 1,8 раза. Интенсивность же общего поля радиации звезд в Галактике, вычисленная теоретически [10], и интенсивность излучения звездных облаков в Лебедь, определенная спектрофотометрически [11], приблизительно одинаковы в этих участках спектра. Примерно так же ведет себя интенсивность свечения пыли и слабых звезд, создающих дополнительную непрерывную эмиссию в туманности.

Однако в красной и желтой частях спектра все распределения примерно одинаковы, и можно по уравнениям (5г) и (5д) вычислить I_c около 6000 Å. (Спектроскопические наблюдения [12, 13] дают для NGC 7000 $I_{[S II]} \approx 0,1 I_{H\alpha + [N II]}$ и практически не обнаруживают свечения He I.) Эта величина оказалась примерно постоянной по всей туманности и равной $3 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·стерад. Если бы эта интенсивность была обусловлена только свечением газа, то около $\lambda 3727$ тот же механизм дал бы интенсивность около $5 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·стерад. Однако можно думать, что значительная часть I_c в красной области обусловлена светом звезд. Действительно, согласно [10], интенсивность общего поля радиации звезд в спектральном интервале 200 Å в красной части составляет в окрестностях Солнца $1,5 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·стерад. Так как область около NGC 7000 имеет очень высокую звездную плотность, то значение $3 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·стерад для излучения звезд и пыли представляется правдоподобным. Приведем еще другой аргумент: интенсивности двух площадок с одинаковой плотностью слабых звезд на снимках, снятых в непрерывном спектре, измеренные с предельно большой диафрагмой микрофотометра, оказались почти одинаковыми и равными $3,5 \cdot 10^{-5}$ эрг/см²·сек·стерад, хотя одна из них находится в туманности, а другая — заведомо вне туманности. На основании всего этого можно полагать, что непрерывное излучение NGC 7000 обусловлено, в основном, свечением слабых звезд (и, возможно, пыли). Это подтверждается также наблюдениями К. Вурма и Л. Розино [3], которые показали, что у NGC 7000 вид в линии H_α и в непрерывном спектре около 5200 Å существенно различен. Линейная зависимость между I_c и $I_{H\alpha}$, полученная ранее для этой туманности [14], может быть следствием неравномерного поглощения пылью, которая, проектируясь на туманность, одинаково ослабляет I_c и $I_{H\alpha + [N II]}$ и вызывает кажущуюся линейную зависимость между ними. Нами сравнивались I_c с $I_{H\alpha + [N II]}$ в местах с довольно однородным поглощением (в центральной части туманности) и на западном краю туманности, где поглощение нарастает. В первом случае I_c не зависит от $I_{H\alpha + [N II]}$, во втором они изменяются приблизительно линейно.

Поскольку можно, по-видимому, принять, что свечение газа составляет менее половины излучения, и скорее даже менее одной трети (это подтверждается последующими расчетами, так как отношение непрерывного излучения газа к бальмеровским линиям известно [9]), то с достаточной для наших целей точностью можно считать, что распределение энергии непрерывного спектра просто совпадает с распределением в спектре звезд. Это не внесет большой ошибки, так как непрерывный спектр вообще составляет малую часть излучения в ультрафиолетовой области, где расхождения спектральных распределений особенно значительны.

Принимая это допущение, преобразуем уравнения (5) для вычисления абсолютных яркостей туманности NGC 7000. Е. Б. Костякова любезно предоставила нам материалы спектрофотометрических наблюдений звездных облаков в окрестности α Суг, выполненных ею для определения спектрофотометрической температуры в разных областях Млечного Пути [18].

Вычисленные по этим данным распределения энергии в трех ближайших к NGC 7000 участках имеют примерно одинаковый вид и дают такие отношения:

$$I_{cuv} = 1,50 I_c, I_{cH\beta} = 1,55 I_c, I_{cN_1} = 1,55 I_c \text{ и } I_{cH\alpha} = 0,72 I_c.$$

Учитывая их, имеем вместо (5):

$$\begin{aligned} \text{а) } 0,95 I_{\lambda 3727} &+ 0,48 I_{H\beta} + 1,95 I_c = \\ \text{б) } 0,99 I_{H\beta} &+ 0,54 I_{N_1} + 1,95 I_c = \\ \text{в) } 0,15 I_{H\beta} &+ 1,25 I_{N_1} + 1,60 I_c = \\ \text{г) } 0,03 I_{H\alpha} + [N II] &+ 2,40 I_c = \\ \text{д) } 0,95 I_{H\alpha} + [N II] &+ 0,95 I_c = \end{aligned} \left\{ 6,52 \cdot 10^4 I_T \cdot \frac{1}{n} \sum_i \frac{\Pi_i}{I_{*}^{кин}} \cdot \left(\frac{I_{*}^{кин}}{I_{*}} \right)_i \right. \quad (6)$$

По этим уравнениям определены абсолютные интенсивности туманности в монохроматических лучах и в непрерывном спектре и построены соответствующие кривые для всех двенадцати разрезов туманности; построены также кривые отношений интенсивностей $I_{N_1 + N_2}/I_{H\beta}$ и $I_{\lambda 3727}/I_{H\beta}$. В качестве примеров на фиг. 5 приведены данные для двух разрезов.

Отношение $I_{N_1 + N_2}/I_{H\beta}$ совершенно не зависит от поглощения, оно зависит только от электронной температуры и степени ионизации кислорода так, что всякое уменьшение этого отношения указывает либо на понижение T_e , либо на уменьшение степени ионизации.

Отношение интенсивностей $I_{\lambda 3727}/I_{H\beta}$ может быть сильно искажено селективным поглощением особенно на западном краю туманности, где хорошо видна темная материя, проектирующаяся на туманность в виде полос, являющихся продолжением расположенного рядом плотного темного облака. Тот факт, что в направлении этого облака совершенно отсутствуют слабые звезды, говорит о том, что оно находится на небольшом расстоянии от нас, т. е. ближе тех звезд, которые образуют сплошной фон. В пределах размеров исследуемой части туманности этот звездный фон (не искаженный поглощением) можно считать равномерным и равным среднему значению его в непоглощенной относительно стандартных звезд части туманности. Всякое уменьшение яркости этого фона (измеряемого нами в полосе с $\lambda_{эфф} = 6000 \text{ \AA}$) дает величину поглощения в этой области. Пользуясь формулой

$$\frac{I_{\lambda}^{\circ}}{I_{\lambda}} = \left(\frac{I_{c6000\text{\AA}}^{\circ}}{I_{c6000\text{\AA}}} \right)^{\frac{6000 \text{ \AA}}{\lambda}}, \quad (7)$$

в котором индекс $^{\circ}$ отмечает интенсивности, не ослабленные поглощением, мы исправили отношение $I_{\lambda 3727}/I_{H\beta}$ за поглощение.

Электронная температура находилась по методу, предложенному в [1]. При этом использовано относительное обилие кислорода $n_0/n_H = 0,6 \cdot 10^{-4}$, —среднее значение, найденное из наблюдений космических объектов плоских подсистем [15]. Номограмма, приведенная на рис. 7 в [1], была исправлена за зависимость параметра Ω от температуры, что существенно при температурах ниже $10\,000^{\circ}$.

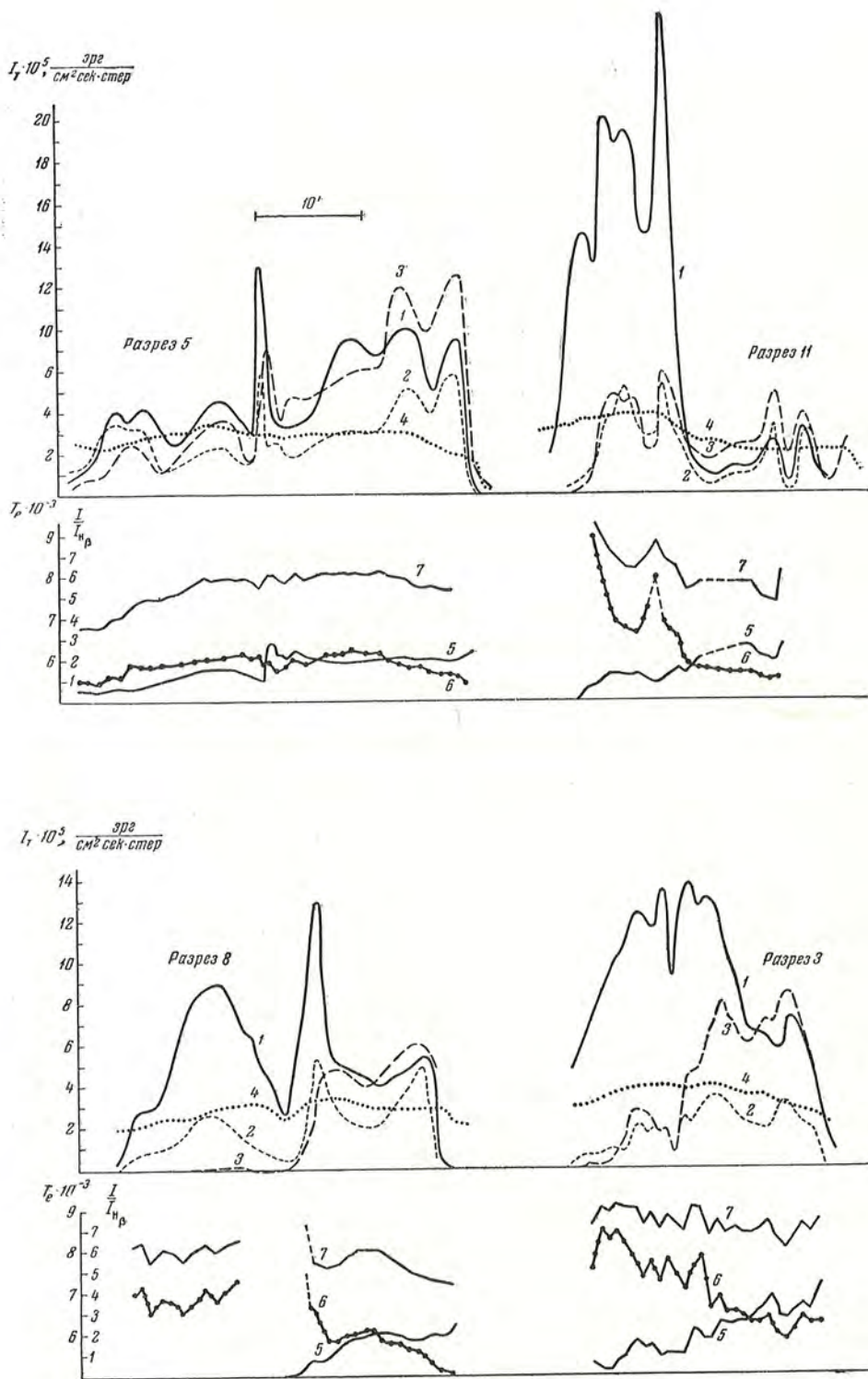
III. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

Простое сравнение фотографий (фиг. 3, *а*, *в* и *д*) показывает, что яркие детали, сильно выделяющиеся в лучах [O II] и $H_{\alpha} + [N II]$, не заметны на общем фоне в лучах [O III], а некоторые участки исчезают совсем. Очень показательной в этом отношении является часть туманности, расположенная восточнее северного конца тонкого яркого волокна. Фотометрическая обработка показывает (фиг. 5), что отношение интенсивностей $I_{N_1+N_2}/I_{H_{\beta}}$ очень сильно меняется при переходе от восточной стороны туманности, где оно имеет наименьшее значение (а иногда равно нулю) к западной части. Изменение этого отношения происходит скачкообразно и, как правило, в местах с повышенной яркостью в лучах $\lambda 3727$ [O II] и $H_{\alpha} + [N II]$. В тех местах, где яркость туманности в этих лучах однородна или изменяется постепенно на сравнительно большом участке, отношение $I_{N_1+N_2}/I_{H_{\beta}}$ изменяется плавно и на небольшую величину (фиг. 4, разрезы 5 и 6).

Отношение интенсивностей $I_{\lambda 3727}/I_{H_{\beta}}$ ведет себя почти противоположно отношению $I_{N_1+N_2}/I_{H_{\beta}}$: оно возрастает в направлении к восточному краю туманности.

Тем не менее температура, найденная по отношениям $I_{\lambda 3727}/I_{H_{\beta}}$ и $I_{N_1+N_2}/I_{H_{\beta}}$, мало меняется вдоль всех разрезов, несмотря на довольно большие изменения степени ионизации кислорода. Сам по себе этот факт не является неожиданным, так как известно, что взаимный переход $O II \rightleftharpoons O III$ не может заметно изменить баланса энергии свободных электронов, а, следовательно, и T_e . Однако, одновременно с уменьшением степени ионизации кислорода от O III до O II, сера должна была бы переходить из состояния S IV в состояние S III. В последнем состоянии сера является эффективным «охладителем» туманности благодаря сильному высвечиванию в линиях 9069—9540 Å [4]. Отсутствие заметного понижения температуры на границе зоны O III можно, по-видимому, объяснить тем, что в зоне O III и в зоне O II преобладающим состоянием серы является S III (если не S II!) хотя потенциалы ионизации S III и O II почти одинаковы. Наблюдение большой туманности Ориона (NGC 1976) в лучах $\lambda \lambda 6730-6717$ [S II] показывают, что даже вблизи Трапеции имеется много серы в состоянии S II [3]. Это заставляет быть осторожным при стратификации туманности на зоны ионизации различных элементов по их потенциалам ионизации. Однако исчезновение туманности в лучах [O III] к востоку от северной части яркого волокна следует интерпретировать как резкий переход в зону O II в результате возрастания плотности вещества в волокне и быстрого истощения ионизирующей радиации; северное волокна зона O III простирается до самого восточного края туманности.

Рассмотрим теперь результаты фотометрии ярких волокон. Волокна *а* и *б* (фиг. 4) представляют собой типичные яркие ободки, резко ограничивающие эмиссионные туманности со стороны темной материи, тогда как волокно *в* является образованием с симметричным контуром в лучах $\lambda 3727$ [O II] и $H_{\alpha} + [N II]$. На фиг. 6 приведены кривые распределения абсолютной интенсивности излучения в эмиссионных линиях и в непрерывном



Фиг. 5. Примеры фотометрических разрезов в разных лучах
 1 — $\lambda 3727$ [OII], 2 — $\text{H}\beta$, 3 — $\text{N}_1 + \text{N}_2$, 4 — непрерывное излучение около $6000 \text{ \AA}$, 5 — $I_{\text{N}_1 + \text{N}_2} / I_{\text{H}\beta}$,
 6 — $I_{\lambda 3727} / I_{\text{H}\beta}$, 7 — T_e



Фиг. 7. Комплекс светлых туманностей
NGC 7000, IC 5070, IC 5068, S 81, S 82, S 85, S 254, S 256

спектре вдоль разрезов, пересекающих волокна. Эти кривые позволяют сделать следующие заключения о спектральных особенностях волокон. Все они являются местами резкого падения свечения [O III]; не исключено, что в действительности непосредственно за этими волокнами [O III] не светится совершенно, а слабое свечение [O III] к востоку от центров волокон *б* и *в* является эффектом проекции. В свете [O III] узкое волокно фактически исчезает, остается лишь небольшое увеличение яркости, превышающее яркость соседней области светлой туманности в тех же лучах всего на 30—50%. Вероятно, резкое падение свечения [O III] происходит на расстоянии 0,01—0,02 *пс* к западу от места максимальной яркости волокон в лучах $H_{\alpha} + [N II]$ и $\lambda 3727$ [O II].

Повышение яркости непрерывного излучения около ярких волокон может иметь место, по-видимому, за счет $2q$ -механизма свечения водорода. Звездный фон не может дать повышения яркости на столь малом отрезке длины, составляющем несколько десятков секунд дуги. Определение T_e вдоль разрезов через волокна дало довольно неожиданный результат: на «осях» всех трех волокон T_e оказалась такой же, как в общем поле туманности, но на расстоянии около 0,2 *пс* от «осей» находятся области шириной в 0,1 — 0,2 *пс* с температурой на несколько сот градусов — до 1000° — выше, чем в самих волокнах. Около волокон *а* и *б* такие горячие «барьеры» находятся со стороны эмиссионной туманности, а симметричное волокно *в* ограничено ими с обеих сторон. Заметим, однако, что применимость используемого нами метода определения T_e в случае волокон должна быть еще обоснована: согласно [16] яркие ободки являются нестационарными образованиями, в которых возбуждение запрещенных линий может не соответствовать кинетической энергии свободных электронов.

Спектроскопическое исследование северной части туманности NGC 7000 [12] показывает, что возбуждающей звездой в этой области туманности является звезда HD 199579 (O7). Расстояние до этой звезды по [7] равно 1000 *пс*. Если принять это же расстояние для всей системы, состоящей из туманностей NGC 7000, IC 5070 («Пеликан») IC 5068, S81 и S85, которые, по-видимому, составляют одно целое [19] («Большую туманность», фиг. 7), то линейные размеры этой системы составляют около 50 *пс*. Трудно представить себе, чтобы одна звезда могла ионизовать такой большой объем: радиус зоны ионизации водорода звезды O7, с учетом рекомбинаций на возбужденные уровни [17], при плотности туманности $n_H \sim 10$ атомов на 1 *см*³ составляет всего 10 *пс*.

Наши наблюдения, относящиеся к южной части туманности NGC 7000, показывают, что степень ионизации повышается в направлении с востока на запад. Для туманности «Пеликан», которая находится западнее NGC 7000, наблюдения $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$ показывают, что ионизация растет в противоположном направлении, а именно с запада на восток. Это говорит о том, что возбуждающая звезда (или может быть даже несколько) находится между «Пеликаном» и «Северной Америкой» в районе «Мексиканского залива» и экранирована от нас плотным облаком пыли. К тому же выводу, но из других соображений приходит Д. Остерброк [20]. Весьма любопытным является тот факт, что место, где по предположению дол-

жна находится возбуждающая звезда, близко к центру кривизны большого дугообразного волокна, которым заканчивается восточный край туманности NGC 7000. На пластинках, снятых с объективной призмой, не обнаружено, по крайней мере до $m_v = 12^m$, звезд спектральных классов O или B0. Отсюда можно грубо оценить плотность и массу поглощающего темного облака. Так как O-звезда на этом расстоянии имела бы при отсутствии поглощения видимую звездную величину $m_v = 6^m$, то это значит, что нижний предел поглощения облаком $A_v = 6^m$. Такое облако должно иметь плотность пыли порядка $\rho \sim 10^{-23}$ г/см³ и массу пыли $M \sim 10 M_\odot$, а масса всего облака $M_{\text{облака}} \sim 1000 M_\odot$. (Даже если расстояние до туманности составляет только 300 пс, а не 1000 пс, как предполагалось выше, то и тогда масса темного облака порядка нескольких сот солнечных масс).

Тот факт, что темная материя закрывает от нас именно центральную часть Большой туманности, может и не быть случайностью, и не исключено, что пылевое облако связано с туманностью генетически, вполне возможно, что оно светится с противоположной стороны. Довольно надежно это можно было бы проверить сравнением расстояний до светлой и темной туманности, однако эти расстояния определены весьма грубо.

Мы искренне благодарны С. Б. Пикельнеру за повседневную помощь, оказанную нам при выполнении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 14, 1957.
2. J. Ring. Observatory, 75, 249, 1955.
3. K. Wurm, L. Rosino. Mitt. Hamburg Sternwarte Bergedorf, 10, № 103, 1956; 10, № 104, 1957.
4. Г. Ф. Ситник. Докл. АН СССР, 110, № 2, 1956.
5. Е. К. Никитова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 4, 114, 1949.
6. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, стр. 44.
7. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl. Ser., № 24, 389, 1956.
8. А. Я. Киппер. О развитии советской науки в Эстонской ССР 1940—1950. Эгоиздат, 1950, стр. 316.
9. J. Greenstein, L. Spitzer. Ap. J., 114, 407, 1951.
10. С. А. Каплан. Астр. журн., 29, 649, 1952.
11. Е. Б. Костякова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 118, 1954.
12. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 8, 1954.
13. H. M. Johnson. Ap. J., 118, 370, 1953.
14. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 64, 1954.
15. M. G. J. Minnaert. M.N., 117, 315, 1957.
16. S. Pottasch. B.A.N., 14, № 482, 29, 1958.
17. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 10, 183, 1953.
18. Е. Б. Костякова. Астр. цирк., № 192, 13, 1958.
19. W. W. Morgan, B. Strömberg, H. M. Johnson. Ap. J., 121, 611, 1955.
20. D. E. Osterbrock. Ap. J., 125, 622, 1957.

СПЕКТРЫ, ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТА О—А-ЗВЕЗД В ПЛОЩАДКЕ МЛЕЧНОГО ПУТИ С ЦЕНТРОМ $\alpha = 20^h 16^m$, $\delta = +42^\circ 30'$

Р. Н. Ихсанов

В области диаметром 6° с центром $\alpha = 20^h 16^m$, $\delta = +42^\circ 30'$ (1950) определены спектральные классы, фотографические величины и показатели цвета 952 звезд классов О, В, А ярче $12^m, 5$. Спектральная классификация проведена по снимкам, полученным на $16''$ астрографе с объективной призмой. Дисперсия — $250 \text{ \AA/mm}$ у H_δ . Звездные величины определены по негативам, полученным на камере Догмар ($D = 167 \text{ мм}$). В качестве стандартов были использованы величины звезд рассеянного скопления М 39 и SA 41 для ярких и слабых звезд соответственно.

Полученная фотометрическая система отлична от международной.

THE SPECTRA, MAGNITUDES AND COLOURS OF O—A TYPE STARS IN AN AREA OF THE MILKY WAY WITH THE CENTER $\alpha = 20^h 16^m$, $\delta = +42^\circ 30'$, by R. N. Ikhsanov.— The spectral classes, photographic magnitudes and colour indices of 952 O, B, A type stars brighter than $12^m, 5$ were determined in an area (diameter 6°) with the center $\alpha = 20^h 16^m$, $\delta = +42^\circ 30'$ (1950). Plates taken with the objective prism of the $16''$ astrograph were used for the determination of the spectral classes, the dispersion being $250 \text{ \AA/mm}$ at H_δ . The photographic magnitudes were found from plates taken with a Dogmar objective ($D = 167 \text{ mm}$). The open cluster M 39 and SA 41 were used as standards for the bright and faint stars respectively.

The derived photometric system differs from the International system.

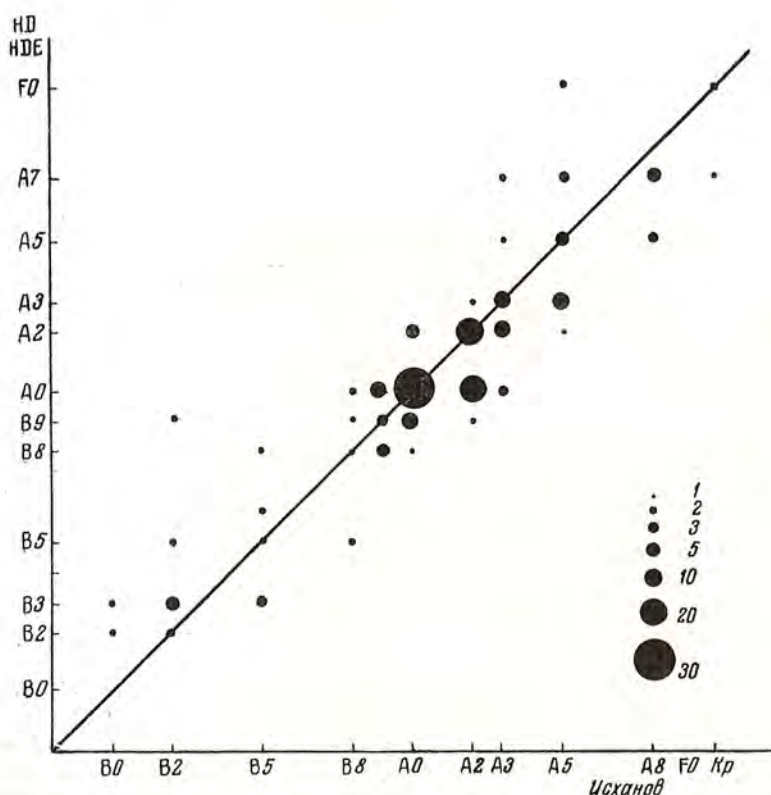
Работа представляет собой каталог звезд классов О—А примерно до $12,5$ фотографической величины в области диаметром 6° с центром $\alpha = 20^h 16^m$, $\delta = +42^\circ 30'$ (созвездие Лебедь). В каталоге приведены спектральные классы, фотографические величины и цвета 952 звезд.

§ 1. КЛАССИФИКАЦИЯ СПЕКТРОВ

Спектральная классификация проведена по снимкам, полученным на $16''$ астрографе с $6,9$ -градусной призмой. Использовались пластинки Astro-Platten ($30 \times 30 \text{ см}$). Каждая звезда классифицировалась по двум-трем пластинкам. Применялись примерно те же критерии спектральной классификации, что и в работах [1, 2].

Сравнение спектральной классификации автора с HD и HDE приведено на фиг. 1. Среднее отклонение составляет примерно $\pm 0,2$ класса. Имеются небольшие систематические различия для ранних В-звезд и для ранних

A-звезд. В первом случае звезды классифицируются в HD и HDE несколько более поздними, а во втором — несколько более ранними, чем классифицирует автор.



Фиг. 1. Сравнение спектральной классификации автора и HD, HDE

§ 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН

Как фотографические (m_{pg}), так и красные (m_r) звездные величины были определены по фокальным снимкам, полученным на камере Догмар ($D = 167$ мм, $F = 750$ мм). Для первых использовались пластинки Astro Platten (13×18 см) при экспозициях 2, 5, 10 и 30 мин. Эффективная длина волны фотографической системы для звезд A0 равна примерно $4270 \text{ \AA}$. Красные величины были получены на пластинках Astro-Platten panchromatisch в комбинации со стеклянным оранжевым фильтром OC-12, установленным перед пластинкой. В этом случае экспозиции равнялись 3, 15, 45, 90 мин. Такая комбинация весьма неудачна. Кривая спектральной чувствительности (объектив, пластинка плюс фильтр) не только широка, но и не симметрична. В то время как эффективная длина волны равна примерно $6100 \text{ \AA}$, максимум спектральной чувствительности приходится на $6350 \text{ \AA}$.

В качестве стандартов были использованы звездные величины звезд рассеянного скопления М 39 и площадки Каптейна SA 41. Преимущество такого выбора стандартов перед NPS заключается как в большом

количестве А-звезд, так и в возможности фотографировать исследуемую площадку и стандарт на небольших зенитных расстояниях. Площадка и стандарт снимались на пластинках из одной коробки, что, хотя и не полностью, обеспечивало однородность эмульсии.

Измерение негативов производилось на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса, как описано в [2].

Для ярких звезд характеристическая кривая строилась по звездным величинам звезд М 39, данным Г. Джонсоном [3]. Система величин B, V была предварительно приведена к международной системе по формуле, указанной в [4]. Для слабых звезд использовались характеристические кривые, построенные по величинам SA 41, по данным Т. Эльвиуса [5] для звезд А0.

Для получения фотографических звездных величин были взяты средние по измерениям 3—4 пластинок для каждой указанной выше экспозиции. Для красных величин — по измерениям 4—5 пластинок соответственно.

За основную систему, к которой редуцировались все остальные измерения, были взяты значения, полученные с 5-минутной экспозицией для фотографических и с 15-минутной экспозицией для красных звездных величин.

Полученные таким образом средние звездные величины были исправлены за ошибку поля по данным И. И. Проник [6]. Эта поправка не превосходила $\pm 0^m,04$. Следует, однако, отметить, что сравнение красных звездных величин, полученных на пластинках с различными экспозициями, т. е. с неодинаково плотными изображениями звезд, показывает некоторое различие. Величина различия зависит от места на пластинке. Указанное явление, по-видимому, связано с зависимостью ошибки поля от плотности изображения звезды. Поэтому для выведения средних величин употреблялись измерения, полученные только с диафрагмами микрофотометра диаметров в 2 и 3 мм, когда рассматриваемая ошибка находится еще в пределах точности измерений.

Средняя ошибка каталожных звездных величин (без систематических ошибок) равна в среднем $\pm 0^m,03$.

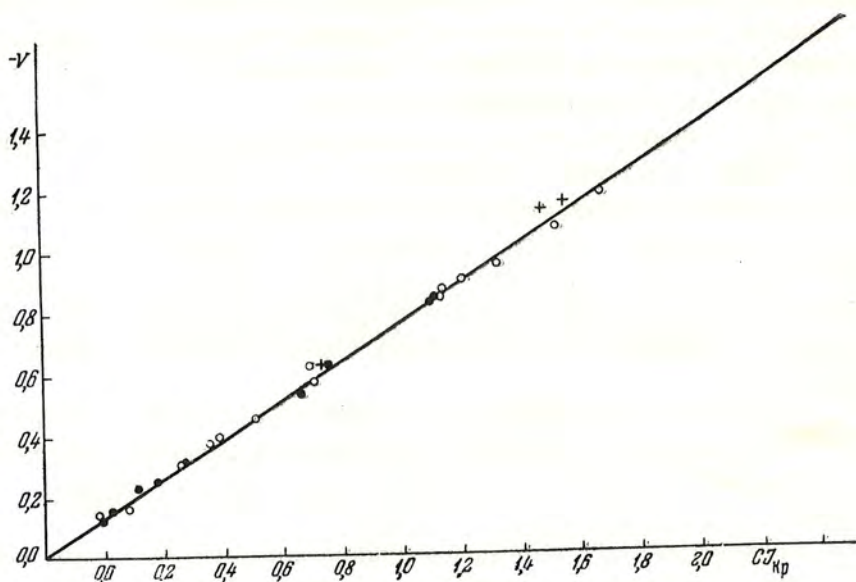
Показатели цвета были получены как разности «фотографическая минус красная» звездные величины.

§ 3. СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ СИСТЕМАМИ

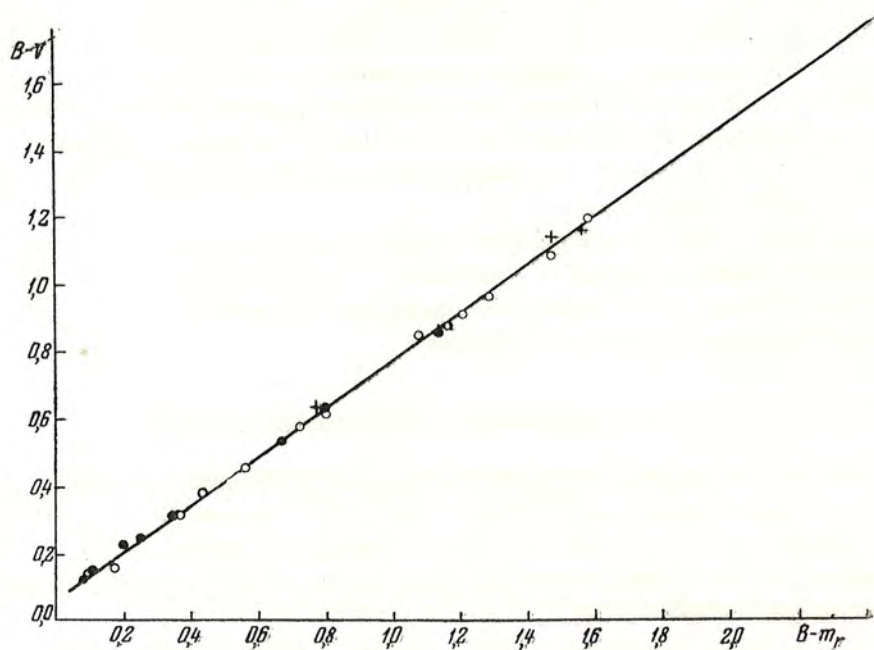
На фиг. 2 приведена зависимость между показателями цвета ($CI_{\text{кр}}$) О- и ранних В-звезд, полученными автором, и цветами $B-V$ из каталога В. Хильтнера [7]. Из числа О-звезд (открытые кружки), оказавшихся общими в обоих списках, на графике не нанесены звезды, входящие в ассоциацию Cyg VI [12].

Из В-звезд нанесены звезды В0—В2 класса светимости V—III и сверхгиганты В0 Ia — В0,5 Ia. Всего использовано 26 звезд. Прямая линия соответствует уравнению

$$B - V = 0,14 + 0,63 CI_{\text{кр}}. \quad (1)$$



Фиг. 2. Сравнение показателей цвета CI_{Kp} и $B-V$
 Обозначения: светлые кружки—O-звезды, темные кружки—B0-2 V—III, крестики—
 B0 Ia—B0.5 Ia



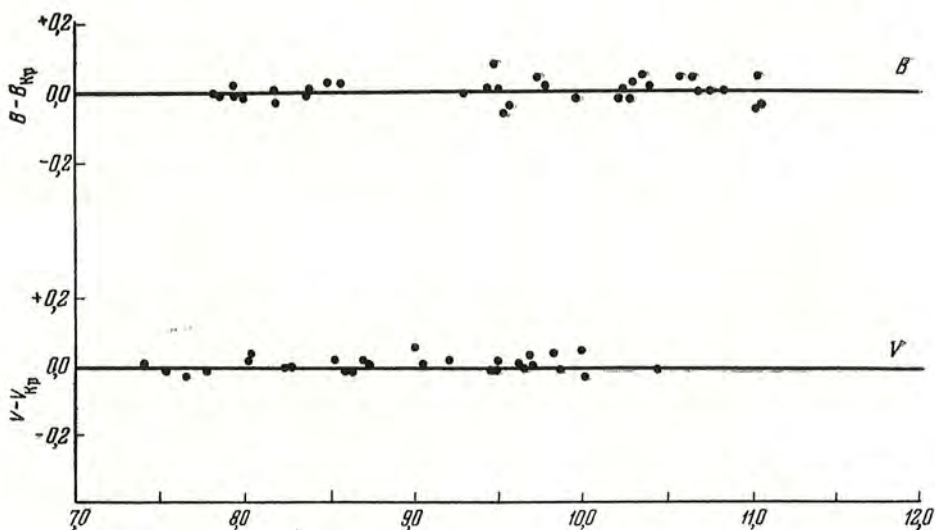
Фиг. 3. Сравнение показателей цвета $B-m_r$ и $B-V$
 Обозначения те же, что и на Фиг. 2

На фиг. 3 приводится для тех же звезд (исключая две) зависимость $B - V$ и $B - m_r$, где m_r — красные звездные величины.

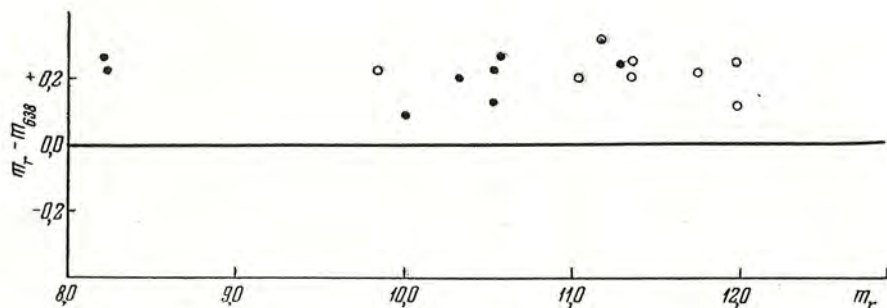
Прямая соответствует уравнению

$$B - V = 0,07 + 0,70 (B - m_r). \quad (2)$$

Полученные соотношения основывались в обоих случаях главным образом на ярких О-звездах ($m_r < 8^m,4$). Для выявления уравнения яркости



Фиг. 4. Сравнение звездных величин, определенных автором, с величинами, определенными в системе $B - V$



Фиг. 5. Сравнение красных величин m_r с величинами m_{633} , определенными В. Беккером и Д. Штокком

на фиг. 4 приведены разности $B - B_{Kp}$ и $V - V_{Kp}$ в зависимости от звездной величины. Здесь B_{Kp} и V_{Kp} — фотографические (m_{pg}) и красные (m_r) величины, приведенные к системам B и V соответственно.

Редукционные формулы для звезд О и ранних В получены из (1) и (2)

$$V_{Kp} = m_r - 0,10 + 0,43 (B - V), \quad (3)$$

$$B_{Kp} = m_{pg} + 0,12 + 0,14 (B - V). \quad (4)$$

Таблица

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
Зона +39°									
1	39°4049	8 ^m ,44	0 ^m ,02	B0,5 V:	52		10 ^m ,45	0 ^m ,04	A2
2		11,68	0,09	A3	53		11,62	0,84	B
3		11,03	0,25	A5	54	39°4117	10,83	1,30	B 1 II
4		12,12	0,18	A3	55		11,95	1,16	O
5	39 4060	10,16	0,28	A5	56		10,72	0,07	A3
6		12,08	0,24	A3	57	39 4121	9,16	—0,01	A0
7		12,61:	0,32	A5	58	39 4122	9,20	0,03	B5
8		12,16	0,39	F0	59	39 4125	8,43	0,06	A3
9		11,68	0,17	A3	60	39 4126	8,80	0,15	B5
10		11,77	0,27	A8	61	39 4124	8,57	—0,16	B9
11		11,80	0,66	B2	62		12,09	0,13	A3
12	39 4074	9,88	0,13	A3	63		10,62	1,17	O
13	39 4076	10,41	0,73	Bpe	64		11,47	0,17	A3
14	39 4078	10,38	0,02	A2	65		11,77	0,39:	F0
15	39 4080	8,76	—0,05	A0	66		11,66	0,39	F0
16		11,67	0,22	A3:	67	38 4002	9,49	0,60	B1 V
17	39 4084	9,93	0,04	A2	68	39 4131	10,77	0,65	B:
18		11,91	0,28	A8	69	39 4132	9,69	0,38	B2
19		12,27	0,21:	A3	70	39 4134	10,48	0,04	A2
20	39 4089	9,72	—0,11	A0	71	38 4006	7,80	0,51	O7 f
21		12,03	0,35	A	72		10,73	0,70	B:
22	39 4091	9,83	0,01	A2	73	38 4015	9,68	0,18	A5
23	38 3961	10,09	—0,05	A2	74		11,24	0,71	B2
24	39 4093	10,57	0,15	B5:	75		11,65	0,44	F0:
25	39 4094	9,58	0,00	A0	76		11,75	1,52	B0:
26		10,98	0,18	A3	77	39 4136	10,82	1,60	B0,5 Ib
27		10,60	0,01	B8	78		11,79	0,83	B5:
28		11,89	0,38	F0	79		11,33	0,86	B
29	39 4098	10,74	0,96	B0pe	80*	39 4137	9,75	0,53	A
30		10,22	—0,09	A0	81		12,33	0,21	A5
31	39 4100	10,19	0,53	A	82*	39 4138	8,94	0,07	B9
32*	39 4104	9,27	0,03	A2	83		10,97	—0,02	A2
33	39 4106	9,56	—0,08	A0	84		11,26	0,39	A
34		11,49	0,38	F0:	85		11,39	0,36	A
35	39 4107	9,78	0,33	A8	86	39 4140	8,34	—0,12	B9
36		12,56	0,48	A	87	39 4141	9,93	0,26	A5
37		12,25	0,29	A	88		10,44	0,21	B5:
38		10,61	0,03	A2	89		10,80	0,37	A
39		11,84	0,27	A8	90	39 4143	10,32	0,36	F0
40	38 3978	9,94	0,01	A2	91	38 4028	9,59	0,88	B0 V
41	39 4110	10,73	0,47	A5	92	38 4029	10,33	0,27	A5
42		11,88	0,28	A5	93		10,97	0,60	B5
43		12,55	0,62	A	94	39 4144	9,54	0,01	A2
44*	39 4112	9,50	0,05	A2	95	38 4033	9,94	—0,05	A0
45		11,52	0,20	A5	96		12,09	0,36	A3:
46	39 4113	7,51	—0,26	B8	97		12,00	0,21	A5
47		11,97	0,39	F2:	98		11,09	—0,01	A2
48		12,17	0,28	A	99	39 4150	10,15	—0,02	A
49		12,42	0,36	A0	100	39 4151	9,74	1,20	B1 Ib
50	38 3986	10,30	0,19:	A3	101	38 4037	9,05	—0,03	A0
51	38 3993	10,53:	0,61	B0:	102		11,43:	0,28	A

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
103	38°4038	10 ^m ,30	1 ^m ,08	B0,5 Ib	15		11 ^m ,95	0 ^m ,10	A5
104		11,85	1,42	O	16		11,67	0,32	F0
105		12,31	0,39	F0	17		12,61	0,35	A
106	39 4158	9,84	0,00	A2	18		12,11	0,29	A8
107		11,06	0,11	A3	19		11,55	0,11	A3
108	38 4046	9,71	0,12:	A3	20		12,25	0,40	A
109		11,85	1,51	O	21	40°4052	9,26	—0,08	A0
110		10,93	0,32	F0	22		11,33	—0,03	A2
111	39 4160	9,87	0,21	A5	23	40 4030	10,54	—0,11	A0:
112	38 4053	9,56	0,66	B2 III	24		11,77	0,39	F0:
113	39 4163	9,12	0,12	A3	25		11,15	0,17	A3
114	39 4162	10,38	1,14	O8 V:	26		11,13	0,08	A3
115		11,04	0,11	A3	27		11,17	0,04	A2
116		11,13	1,67	O7	28		10,97	0,22	A
117		11,13	1,53	O7	29		10,82:	0,37	A3
118		11,55	0,16	A5:	30		11,44	0,14	A2
119	39 4166	7,70	—0,22	B8	31		11,99	0,25	A3
120	39 4169	10,24	0,62	B2	32		12,02	0,11	A3
121	39 4173	10,34	0,00	A2	33	40 4036	8,63	—0,13	A0
122		12,00	0,33	A5:	34	40 4038	9,86	—0,06	A0
123	39 4174	8,47	—0,19	B9	35		12,41	0,12	A
124		12,28	0,33	A8	36	39 4062	10,34	0,33	A8
125		12,12:	0,03	A8	37		11,51	0,27	A5
126	39 4176	8,31	—0,18	B9	38		12,12	0,26	A8
127	39 4178	7,32	—0,32	B8	39		12,12	0,22:	A3
128		11,31	0,11	A	40		12,03	0,13	A3
129	39 4183	8,66	0,04	A2	41		10,69	0,08	A3
130		10,33	0,11	A3	42	40 4043	8,25	—0,11	A0
131		11,57	0,29	A3:	43	39 4067	9,35	0,01	A2
132	39 4200	9,56	0,15	A0	44	39 4068	8,92	0,26	A5
133		11,72	0,09	A3	45	39 4072	10,33	—0,14	A0
134	39 4209	9,54	0,15	A3	46		11,92	0,13	A5:
135	39 4210	8,00	—0,22	B9	47		11,92	0,17	A5
136	39 4206	8,78	—0,03	A0	48		10,88	—0,10	A0
Зона +40°					49	40 4054	10,18	0,18	A5
1		10 ^m ,96	0 ^m ,16	A3	50		11,51	0,29	A5
2		11,50		A2	51		12,07	0,16	A2
3		11,84	0,05	A2	52		11,56	0,20	A5
4		11,77	0,28	A8:	53		11,10	0,06	A3
5		10,77	0,27	A5	54	40 4047	9,73	0,23	A5
6		11,54	0,17	A	55		11,68	0,15	A3
7		11,09	0,04	A2	56		11,29	0,82	O
8		11,58	0,04:	A2	57		12,28	0,35	F0
9		11,71	0,09	A2	58	39 4081	9,50	—0,11	A0
10	40°4024	10,04	0,12	A3	59	39 4082	7,85	0,35	O5 f
11		11,91	0,07	A	60	40 4062	7,92	—0,14	A0
12		12,46	0,46	A2:	61		11,47	0,29	A8
13		12,32	0,40	A	62	40 4064	11,42	—0,05	A2
14		11,84	0,29	A8	63	40 4061	10,16	0,11	B1 V
					64		12,43	0,32:	A

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
65	40°4068	9 ^m ,50	0 ^m ,19	A	115	40°4113	10 ^m ,34	1 ^m ,55:	B0,5 Ia
66		10,98	-0,01	A2	116		11,96	0,26	A0
67		11,67	0,18	A5	117	40 4114	10,67	0,47	B5
68	40 4071	8,64	0,25	A5	118		12,41	0,31:	A
69		11,59	0,33	A8	119	39 4135	10,27	0,74	B1 IV
70	39 4096	8,13	0,74	B0 Ia	120		10,60	0,44	B5
71		11,03	0,01	A2	121	40 4115	8,73	0,39	B5
72	39 4095	10,62	0,14	A2	122	40 4118	10,54	0,03	A2
73	39 4097	9,03	-0,14	A0	123	40 4117	10,62	1,22	B2 Ibnn
74		11,88	0,16	A3:	124	40 4119	9,20	0,40	B2
75		11,54	0,50	B5:	125		11,47	0,23	A
76		11,48	0,38	A8	126*	40 4120	8,90	0,03	A2
77		10,35	0,09	A0	127		11,42	0,24	A5
78	39 4101	10,19	0,29	A8	128		11,39	0,29	A2
79		11,15	0,07	A0	129		11,19	0,26	A5
80*	40 4080	8,67	-0,13	A0	130	40 4122	10,37	1,06	B:
81		10,98	0,07	A	131		11,17	0,66	F
82	40 4082	10,44	1,31	O	132		10,68	-0,07:	A2
83	40 4085	10,71	0,15	A0	133		11,56	0,21	A5
84		11,29	0,20	A5	134		12,6	0,4	A0
85	40 4083	9,96	-0,04	A2	135		11,12	-0,15	A0
86	40 4086	7,69	-0,25	B2	136		11,53	0,18	A5
87	40 4087	9,74	1,47	B0,5 Ia	137		11,57	0,57	B8
88		11,84	0,77	B2:	138	40 4125	10,41	0,19	A0
89	39 4111	9,96	0,09	A3	139		11,57	0,03	A2
90		11,72	0,11	A2	140	40 4129	7,97	-0,06	A2
91		11,51	1,10	B	141		11,62	0,30	A8
92		11,48	0,63	B2:	142	39 4154	9,34	0,09	A3
93		12,61	0,28	A8	143	40 4134	10,32	0,15	A3
94	40 4090	9,28	0,77	O9,5 II	144	40 4137	8,28	-0,02	B0,5 III
95		11,93	0,11	A3	145		12,00	0,02	A2
96	40 4096	10,58:	0,16	B5	146	40,4138	10,04	0,14	A5
97	40 4097	9,67	0,20	A5:	147	40 4139	8,05	-0,17	B5
98		11,49	0,44	F0	148		11,38	0,81	B3
99		11,86	0,38	F2	149		11,17	0,12	A3
100		12,41	0,28	A5:	150	40 4143	9,05	-0,13	A0
101	40 4099	10,57	0,27	B8	151		10,61	0,08	A3
102	40 4100	10,60	0,05	A0	152		11,45	0,25	A8
103		10,16	0,14	B5:	153	40 4145	10,14	0,12	A5
104	39 4120	9,76	0,09	A0	154	40 4147	9,43	1,20	O5
105	39 4130	8,97	1,53	B9 Ia	155		11,31	0,03	A
106		10,69	0,02	A2	156		11,96	-0,03	A2
107	40 4106	9,36	0,16	B:	157	40 4149	7,96		B1,5 Ia:
108		12,18	0,00	A	158		10,42	0,09	A3
109		11,76	0,17	A5	159		10,66	0,12	A5
110		12,52:	0,27	A2	160		11,56	0,37	F0
111		11,82	0,16	A0	161		11,97	0,22	A3:
112	40 4112	11,42	2,41	O	162	40 4154	10,05	0,07	A3
113		10,72	0,16	B9	163	40 4157	9,27	-0,11	A0
114		11,57	0,31	A3	164	40 4158	10,16	0,01	A2

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
165		m 11,56	m 0,30	A2	3	40°4018	m 10,12	m 0,19	A5
166		11,52	0,41	A5:	4	41 3607	10,52	0,12	A3:
167	39°4177	9,98	1,32	O6,5	5		11,73	-0,09	A0
168	40 4160	8,80	0,28	A3	6	41 3608	10,17	0,12	A5
169	40 4161	9,82	-0,06	A0	7		11,60:	0,36:	A5
170	39 4179	11,27	1,66	B0	8	41 3611	9,56:	-0,17	B9
171		10,92	0,22	A2	9		12,05	0,27	A5
172		11,41	0,39	B8	10		11,82	0,00	A2
173		12,25	0,37	A	11		12,36	0,17	A3:
174	40 4163	8,65	-0,15	A0	12		11,83	0,18	A3
175		11,73	0,26	A5	13		11,29	0,16	A3
176		10,54	0,11	A3	14		11,70	0,21	A5
177	39 4187	9,55	0,05	A2	15		11,04	0,35	F0
178		11,70	0,83	B5:	16		11,41	0,23	A5
179		10,30	0,15	A5	17		11,62	0,27	A
180		11,95	0,24	A	18	41 3611	11,30	0,21	A5
181		11,40	0,35:	A8	19	40 4028	11,24	0,24	A5
182		10,69		A0	20	41 3619	9,73	0,32	A2:
183	40 4175	10,26	-0,11	A0	21		11,78	0,18	A3
184	40 4179	9,17	0,01	A2	22	40 4031	10,11	0,24	A5
185		11,64	0,05	A3	23		11,70	0,12	A3
186		10,78	0,81	B2:	24	40 4032	10,61	0,17	B2 III
187		11,94	0,19	A	25		11,39	0,27:	A8
188	40 4179	10,20	0,70	O8 V:	26		11,31	0,33	F0
189	40 4181	9,16	0,02	A2	27		12,54	0,31	A
190	40 4183	7,87	-0,20	A0	28		12,54	0,44	A
191	40 4185	10,63	1,12	B0 V:	29		11,42	-0,10	A0
192	40 4182	11,07	0,34	A8	30		11,75	0,00	A2
193	39 4202	10,97		A5	31		11,85	0,04	A2
194	40 4184	9,70	0,12	B5	32		10,93	0,11	A3
195	40 4187	9,59	1,13	O7	33		11,87	0,11	A0
196	40 4188	7,93	-0,11	A0	34		11,48	-0,02	A2
197	40 4190	9,59	0,18	A5	35	40 4041	9,60	0,25	A5
198	40 4189	9,96	0,10	A2	36	41 3635	9,84	0,15	A5
199		11,71	0,44	A2:	37	40 4044	9,17	0,22	A5
200	40 4193	10,46	0,64	B2:	38	40 4045	9,14	-0,22	B9
201	40 4194	8,80	-0,12	A0	39	41 3637	10,98	0,19	A5
202	40 4196	11,06	0,40	B9	40	40 4046	7,15:		A2
203	40 4199	9,47	0,02	A2	41		10,64	0,10	A3
204	40 4200	10,21	0,30	A8	42		11,12	-0,03	A2
205		11,18	0,05	A0	43	40 4050	8,04	-0,03	O8
206	40 4208	10,72	0,81	A:	44		10,72	0,11	A3
207	40 4218	9,64	-0,03	A0	45	40 4052	9,88	0,07	A3
208		11,60	-0,05	A2	46	41 3642	8,46	0,25	O9,5 IV
209		10,25	0,18	A3	47		12,09	0,12	A3
					48		12,02	0,42	F
					49	41 3644	8,82	0,12	B0
					50		11,88	0,36	F0
					51	40 4056	7,81	-0,33	B8
					52	41 3650	8,76	0,07:	A2
Зона +41°									
1	40°4015	m 7,98	m 0,48	B9 Iab					
2		12,10		A					

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
53		m 12,6	m 0,4	A	103		m 11,19	m 0,29	A8
54	40°4059	8,85	0,00	A2	104		10,29	0,02	A2
55	41 3653	10,09	0,22	A5	105		11,48	0,14	A
56	41 3654	9,90	-0,13	A0	106	40°4123	10,34	-0,05	A0
57	41 3655	9,00	0,26	A5	107	40 4126	10,29	0,35	F0
58		12,37	0,37	F0	108	40 4127	9,65	0,23	A5
59		11,65	0,46	A0	109	40 4128	9,66	0,15	A3
60	40 4062	10,44	-0,01	A2	110	41 3711	9,75	-0,07	A0
61		11,65	0,15	A3	111		11,30	0,16	A3:
62	40 4067	9,54	0,12	A3:	112	40 4132	9,14	0,81	B0 Vmt
63	41 3661	10,23	-0,04	A2	113		11,54	0,23	A5
64	40 4072	10,28	0,64:	B:	114		11,66	0,19	A5
65		10,80:	0,39	F0	115		12,61	0,20:	A8
66		12,03	0,21	A8	116		12,61	0,41	F0:
67		11,35	0,56:	B2	117	40 4140	10,10	0,20	A8:
68		11,60	0,29	A0:	118		12,30	0,48	A
69	41 3670	10,98	1,10	B0,5 II	119		11,14	0,52	B
70		11,71	0,23	A8:	120		11,19	0,21	A3:
71	41 3673	10,00	0,27	A8	121	41 3721	8,54	-0,01	A2
72		11,32	0,31	A5:	122		11,51	-0,01	A2
73		11,43	0,64	B5:	123		12,29	0,37	A:
74*	40 4077	7,71	-0,20	B9	124	41 3725	9,16	-0,06	A0
75		11,76	0,22	A	125		12,08	0,88	A:
76		11,64	0,10	A	126		11,48	0,05	A2:
77		9,18	0,24	A8	127		10,43	0,04	A2
78		10,98	0,07	A0	128	40 4152	9,61	-0,06	A0
79	41 3682	9,88	-0,26	B9	129		11,62	-0,09	A0
80		12,13	0,13	A3	130		10,90	0,11:	A0
81	40 4088	8,80	0,01	A2	131	41 3733	10,39	0,03	B8
82		11,03	0,05	A3	132		11,31	0,24	A2
83		10,83	0,51	B2:	133		11,16	0,08	A3
84		11,10	0,23	A8	134		11,20	0,25	A5
85	41 3689	9,99	0,83	O	135	41 3741	9,79	0,07	A3
86	40 4092	9,50	0,08	A3	136	41 3742	7,29	0,30	A8:
87		11,45	0,39	F2:	137		11,59	0,30	A8
88	41 3693	8,98	-0,04	A0	138		11,46	0,16	A3:
89		11,60	0,06	A3	139	41 3746	9,79	0,20	A5
90	40 4102	10,14	1,64:	B	140		11,65	0,07	A3
91		11,91	0,19	A2	141		11,42	0,06	A2
92	41 3694	10,21	0,12:	A5	142		11,60	0,24:	F0
93		12,16	0,21	A5	143	40 4164	7,92	0,14	B3 II
94		11,46	-0,13	A0	144		11,30	0,37	F0
95		11,59	-0,01	A2	145		12,27	0,25	A0
96	40 4116	7,68	-0,22	B9	146	40 4166	8,48		B0,5 Ia
97	41 3700	9,90	0,01	A2	147		11,45	0,17	A5
98		10,99	0,22	A5	148	41 3746	9,63	0,02	A2
99		11,56:	0,34	F0	149		12,13	0,23	A5:
100		10,84	0,33	A8	150		9,95	-0,11	A0
101	41 3703	8,02	-0,21	B9	151		12,14	0,22	A2
102		11,50	0,02	A0	152		11,43	0,35	F0

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
153		m 11,20	m 0,23	A0	203	41°3804	m 11,43	m 2,11	O9,5 Ia
154	40°4178	8,85	0,10	A3:	204		11,60	0,40	A2.
155		11,24	0,14	A3	Зона +42°				
156	41 3757	9,09	0,02	A2	1	41 3613	11,53	0,20	A3:
157		11,83	0,23	A3:	2		11,00	0,30	A8
158*	41 3759	10,10	0,25	B2:	3		11,11	0,25	F0:
159		11,59	0,38:	A	4	42 3586	9,64	0,03	A2
160	41 3761	9,09	-0,13	A0	5		12,26	0,01	A0
161	40 4186	9,03	0,01	A2	6	42 3590	8,35	0,01	A2.
162		11,73	0,33	F0	7		11,84	0,02	A2
163	41 3765	7,73	0,02	B0,5 III	8		11,29	0,33	F0
164	41 3763	11,04	0,26	A8	9	42 3594	8,95	0,05	A2
165		11,23	0,16	A3	10	42 3599	8,10	0,08	O9 V:
166		11,40	0,20	A0	11		12,01	0,28	A8
167		11,41	0,43	A2	12		12,34	0,26	A
168		11,44	0,32	B8	13	41 3626	10,02	-0,13	A0
169		11,39	0,39	B8	14	41 3630	7,94	-0,19	B9.
170		11,44	0,29	A8	15	42 3616	8,23	0,10	A3
171	41 3768	9,72	-0,03:	B9:	16		11,74	0,32	F0
172		12,01	0,27	A2:	17	42 3624	7,68	-0,16	B9
173	41 3771	10,18	0,02	A2	18	41 3640	10,43	0,40	B5=
174		10,64	0,40	A0	19	42 3625	10,44	0,07	A2.
175	40 4201	9,70	0,11	A3	20	42 3626	10,33	-0,02	A2.
176	41 3778	9,82	0,13	A3	21		11,88	0,16	A3:
177		11,74	0,10:	A3	22	42 3627	10,78	0,28	B8:
178		11,66	0,26	A	23	42 3630	11,08	0,48	A5:
179		11,12	0,34	F0	24		12,44	0,37	A0
180		11,75	0,19	A2:	25		11,49	0,24:	A5
181	40 4209	8,57	-0,24:	B9	26	41 3651	10,04	-0,04	A2
182	41 3784	10,93	0,15	A5	27	42 3633	9,37	0,22	A5
183*		12,54	1,97	O9 V	28	42 3636	8,97	0,27	A8
184		11,11	0,04	A3	29		12,13	0,11	A2
185	41 3785	9,93	0,14	A5	30	42 3639	10,64	0,17	A5
186*	40 4212	11,88	2,24	O9	31	42 3638	8,04	0,01	A2
187	41 3791	8,79	-0,15	A0	32	41 3659	9,72	0,20	B:
188		10,66	0,55:	A0	33		11,45	0,00	A2
189	41 3792	8,79	0,13	B8	34		11,83	0,14	A3
190	41 3793	10,35	0,13	A3	35		12,33:	0,11	A5
191*	40 4219	11,43	1,61	O8	36		11,48	0,11	A3
192		11,74	0,50	A5	37	42 3644	10,65	0,28	B5
193		11,74	0,66	B9	38	42 3640	11,02	0,05	A2
194*	41 3796	8,61	-0,17	A0	39		11,51	-0,05	A2
195	40 4220	10,88:		O7 f	40		11,24	0,38	A
196	40 4221	10,78	0,34	A0	41		10,69	0,10	A3
197		11,75:		B1 Ib	42		12,07	0,23	A5
198	41 3807	11,51	1,95	O6 f	43	42 3648	10,30	0,05	A2
199		11,88	1,62	O8 (V)	44	41 3669	8,95	-0,15	A0
200	41 3801	10,45	0,44	A0:	45		11,03	0,00	A2
201		11,42	0,40	A2					
202		10,23	-0,05	A0					

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
46	42°3650	m 10,34	m 0,11	A3	96		m 11,32:	m 0,18	A5
47	42 3651	7,83	—0,24	B9	97		10,96	0,16	A5
48	41 3671	10,76	0,23	A	98		10,95	0,10:	A5
49	41 3672	10,29	0,12	A3	99		12,32	0,37	A3
50		12,28	0,12	A5	100		12,38	0,36	A5
51	42 3654	10,88	0,26	A8	101	41°3712	8,21	—0,14	A0
52		11,51	0,34	A	102		12,37	0,07	A2
53	41 3675	9,50	1,16	B5 Ia	103		11,97	0,12	A5
54		12,08	0,06	A2	104		12,05	0,15	A5
55*	42 3657	10,25	0,14	A5	105		11,61	0,26	F0
56	42 3658	9,93	—0,07	A2	106	41 3716	9,38	0,27:	A8:
57		11,75	0,21	A8	107	41 3717	10,33	0,33	A8
58		11,09	—0,07	A0	108	42 3715	11,17	0,07:	A2
59	42 3662	9,87	0,16	A3	109	42 3714	9,41	0,26	A8
60		11,64	0,22	A0	110		10,88:	0,25:	A8
61		11,86	0,17	A	111		12,17	0,02	A2
62	42 3666	8,51	—0,25	B9	112	42 3718	8,36	—0,20	B9
63	41 3686	10,41	0,51:	A5	113	42 3724	7,95	—0,09	A0
64	42 3667	9,57	—0,15	A0	114	41 3720	9,34	—0,05	A2
65		10,55	—0,03	A2	115		11,77	0,04	A3
66		10,68	0,28	A8	116		11,46	0,43	A
67		11,88	—0,03	A2	117		12,33	0,18	A5
68		11,64	—0,10	A0	118	42 3730	10,66	0,19	A5
69		11,03	0,09	A3	119		11,55	0,02	A2
70	42 3678	10,30	—0,13	A0	120		11,33	0,02	A2
71	41 3696	9,87	0,17	A5	121	41 3732	9,88	0,03	B2
72		12,5	0,03	A3:	122	41 3731	9,42	0,01	A0
73*	42 3685	8,52	—0,18:	A0	123	42 3733	9,64	0,01	A2
74	42 3686	10,23	0,04	A3	124	41 3736	10,48	0,00	A2
75		11,32	0,17	A0	125	41 3737	9,25	0,03	A:
76	41 3698	11,10	1,81	B:	126		11,40	0,09	A3
77		11,11	0,25	A8	127	41 3738	10,90:	—0,15	A0
78	41 3699	9,71	—0,23:	A2	128	41 3740	10,64	—0,07	A0
79		12,00	0,13	A5	129		11,82	0,02	A2
80		11,53	0,24	A8	130		11,59	0,22	A8
81	42 3689	11,29	0,23	A5	131		11,90:	0,15	A3:
82	42 3691	10,07	0,13	A0	132		11,34	0,31	A
83	42 3692	8,92	1,22	A0 Ib:	133	41 3743	10,66	0,21	A5
84		11,94	0,04	A2	134	42 3741	9,96	0,65	B:
85		11,15	0,22	A8	135	42 3743	8,80		A2
86	42 3699	9,07	—0,13	A0	136	41 3748	10,58	—0,01	A2
87		11,68	0,02	A2	137		11,84	0,14	A2
88		12,27:	0,12	A3	138		11,79	—0,05	A2
89	42 3700	9,09	—0,16	A0	139		11,30	0,23	A8
90		10,96	0,29	A	140		12,56:	0,56	A
91	42 3702	8,52	—0,15	A0	141	41 3750	9,98	0,08	A2
92		12,29	0,09	A3	142	42 3747	9,35	0,09	A3
93	42 3703	9,28	0,42	A	143	42 3749	8,90	—0,12	A0
94		11,59	0,08	A3	144		12,31:	0,16:	A
95		12,22	0,16	A3	145	41 3754	8,73	0,01	B9

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
146		m 12,22	m 0,30	A8:	4	43°3485	m 10,46	m 0,21	A8
147	42°3752	8,50	-0,24	B9	5		12,13	0,13	A3
148	42 3750	9,18	0,31:	A8	6	43 3487	10,52	0,11	A3
149	41 3756	9,23	-0,08	A0	7		10,68	-0,16	A0
150		12,10	0,20	A5	8		10,72	0,13	A5:
151		12,44	0,22	A	9		12,46	0,26	A
152		10,80:	0,21	A	10	42 3595	10,77	-0,06	A2
153	41 3762	11,48	1,21	B:	11		11,33	-0,11	A2
154	42 3760	11,02	1,24	B:	12		11,23	0,13	A5
155	42 3759	10,01	-0,08	A2	13	43 3495	8,09	-0,24	B9
156		11,64	0,11	A3	14		11,55	-0,06:	A0
157		10,66	0,14	A3	15		10,93	0,02	A
158	42 3762	9,42	-0,13	A0	16		12,13	0,15	A3:
159	41 3769	8,69	-0,16:	A0	17	43 3501	11,83	0,15	A5
160		11,12	0,26	A8:	18	43 3502	8,63:	-0,07	A0
161		12,07	0,13	A	19	42 3602	10,64	0,15	A3
162	42 3765	10,80	0,01	A2	20		12,13	0,01:	A2
163	41 3780	9,92	0,21	A5	21	42 3612	11,18	0,61:	A0
164		11,47	0,10	A2	22*	43 3509	8,83	-0,09:	A0
165		10,56	0,24	A5	23		12,05	0,27	A
166		11,46	-0,04	A	24		11,80	-0,06	A3
167		11,18	0,28	A8	25	43 3512	10,37	-0,21:	A0
168	41 3781	10,94	0,26	A8	26	42 3717	10,93:	-0,05	A3
169		11,52	0,14	A5	27	42 3620	10,88	0,37	B:
170		11,82	0,24	A2	28	43 3516	10,03	-0,07	A0
171	42 3769	9,75	0,04	A3	29	43 3519	10,02	-0,09	A0
172		12,26	0,34	A5:	30		11,02	-0,14	A0
173		11,62	-0,04	A2	31	42 3628	8,42	-0,11	A0
174		10,53	-0,04	A0	32*	43 3521	10,96	0,12	A5:
175		12,32	0,14	A	33		12,42	0,19	A
176	42 3771	10,44	0,35	A2:	34	43 3523	10,96	0,27	A5
177	42 3772	10,08	0,02	A2	35		11,09	0,19	B9
178		11,60	0,35	A2	36		12,19	0,24	A5
179	41 3789	8,37	-0,26	B9	37	42 3637	9,71	0,09	A3
180		12,02	0,30	A	38		12,19	0,11	A2
181	42 3773	10,34	-0,02	A2	39		11,23	0,04	A3
182		12,01	0,06	A	40		10,61	0,10	A3
183		11,84	0,39	A	41	43 3528	7,66	-0,12	A0
184	41 3794	11,57	1,55	O	42	42 3641	10,75	-0,05	A2
185	42 3775	9,05	-0,15	A0	43		11,77	0,09	A3
186	42 3780	11,55	0,28	A8	44	43 3530	10,61	0,05	A2
187	41 3800	9,48	0,01	A2	45		11,43	0,22:	A0
188		11,50	0,21	A8	46	43 3536	10,94	0,45	A
189	42 3779	10,49	-0,04	A2	47	43 3535	10,95	0,27	A0
190		12,09	-0,03	A2	48		12,52	0,27	A2
191	42 3784	10,01	0,00	A2	49		11,59	0,14	A3
Зона +43°					50		12,43	0,27	A
1		11,84	0,14	A3	51		11,52	0,27	A2
2		11,58	0,01	A2	52		11,02	0,02	B8
3		11,65	0,07	A3	53		11,90	0,07	A2

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
54		m 11,97	m 0,36	A2	104	43°3606	m 9,44	m 0,21	A3
55	42°3660	10,63	0,21	A5	105	43 3609	8,12	-0,25	B9
56		11,04	0,20	A	106		12,19	0,17	A3
57		12,58	0,27	A8	107		10,17	0,02	A2
58		12,56:	0,39	F0	108	43 3610	11,09	-0,03	A2
59	43 3552	8,08	0,14	A5	109		11,09	-0,03	A2
60		11,54	0,16	A2:	110		11,35	0,28	B:
61	43 3555	10,20	-0,13	A0	111	42 3757	9,36	-0,11	A0
62	43 3554	10,44	-0,15	A0	112		10,93	0,30	A5
63		11,76	0,06	A	113	43 3620	7,57	-0,18	A0
64		11,48	0,17	A3	114		11,30	0,21	A5:
65		12,24	0,44:	A0	115		10,52	0,01	A2
66	42 3672	8,76	-0,04:	A2	116		10,98	-0,02:	A0
67	42 3687	10,44	0,24	A5	117		10,36	0,63	B8:
68		12,11	0,35	A8:	118		12,01	0,31	F0
69	43 3565	10,63	0,17	A0:	119		11,61	0,48	A
70		11,86	-0,12	A0	120		12,28	0,25	A2
71		12,38	0,10	A3	121	43 3625	10,30	0,03	B8
72	42 3704	8,38	-0,24	B9	122		10,54	-0,06:	A0
73		11,38	0,12	A5	123		11,56	0,41	A0
74*	43 3573	9,15	0,12	A2	124*	43 3927	9,34	0,19	A2
75	43 3576	7,69	-0,19	A0	125		11,17	0,21	A5
76	43 3574	10,58	0,01	A3	126	42 3768	7,73	0,10	A3
77		10,48	0,15	A3	127		11,24	0,01	A2
78	42 3706	9,60	-0,10	A0	128		11,52	0,24	A0
79		11,20	0,24	A5:	129		11,68	0,22	A3
80	42 3717	10,82	0,06	A2	130	43 3632	10,54	0,21	A5
81		11,08	0,17	A5:	131		10,63	-0,05	A0
82	43 3580	9,84	0,09	A3	132		12,00	0,22	A3
83		11,91	0,21	A5	133	43 3640	9,91	0,16	A3
84	43 3588	9,88	0,33:	F0	134	43 3641	11,10	-0,02	A2
85		11,85	0,03:	A2	135		11,52	0,33	A2
86		11,10	0,33	F0	136		11,85	0,11	A3
87	42 3726	9,33:	0,29	A8	137		12,54:	—	A0:
88		12,52	0,19	A0	138		11,49	0,22	A5
89		11,44	0,22	A5					
90		11,03:	0,00	A3					
91		12,12	0,06	A2					
92		12,17	0,19	A2					
93		11,06	-0,14	A0					
94	42 3734	10,43	0,02	A2	1	43°3507	8,73	-0,12	A0
95	42 3738	10,19	0,03	A2	2	43 3508	8,91	0,04	A2
96		9,75	0,05	A3	3		12,17	-0,04	A
97		11,91	0,25	A8	4	43 3515	10,75	0,07	A3
98	43 3598	9,27	0,15:	A5	5		11,30	-0,09	A2
99	43 3600	9,56	-0,01:	A0	6	44 3372	10,05	-0,12	B8:
100	43 3599	9,34	-0,14	A0	7		10,58	0,07	A
101	43 3601	8,98	0,19	A5	8	44 3373	9,61	0,26	B9
102		11,56	0,01	A2	9		11,58	-0,10	A2
103	43 3604	10,65	0,10	A3	10		9,89	0,00	A2
					11		10,70	-0,15	A0
					12		12,29	0,09	A3
					13		11,20	-0,08	A2

Зона +44°

№	BD	m_{pg}	CI	Sp	№	BD	m_{pg}	CI	Sp
14	44°3390	m 9,95	m —0,17	A0	45		m 11,48	m 0,07	A3
15	44 3394	10,09	0,38	B	46	44°3439	8,33		B1 Ib
16	43 3531	10,53	0,06:	A2:	47	44 3441	8,89	0,00	A2
17	43 3534	9,52	0,22	A5	48		10,91	0,20	B8:
18		11,99	—0,03	A2	49	43 3581	9,08	0,03	A2
19	44 3403	10,27	—0,07	A	50		12,31	0,11:	A3
20	44 3407	8,63	—0,27:	B9	51		10,89	0,10:	A8
21	44 3410	11,22	1,12	A:	52	44 3444	9,75	—0,03	B9
22	44 3546	8,70	—0,20	B9	53	43 3591	9,99	0,15	A3
23		12,05	0,09	A2	54	44 3450	10,93	0,12	A
24		11,72	0,03	A5	55	44 3448	10,67	0,29	A
25		12,09	0,02	A2	56	44 3453	10,43	0,30	A3
26	44 3416	10,05:	0,09	A3	57	44 3451	10,29	—0,08	A2
27		11,19	0,12	A0	58	44 3452	9,49	0,00	A0
28	44 3421	8,04	—0,10	A2	59	44 3456	10,09	0,28	A8
29		11,43	0,24	A0	60		11,11	0,23	A0
30	43 3559	11,24	0,20	F0:	61		11,48	0,32	A0
31	44 3424	9,37	0,00	A2	62	44 3460	10,45	0,23	A8
32		12,39	0,33	A2	63		12,59:	0,47	A
33		11,54	0,16	A5	64		11,15	0,22	A8
34		11,41	0,01	A2	65		11,24	0,24	A0
35	44 3428	10,20	0,21	A8	66		11,50	0,11	A3
36	43 3570	10,97	0,06	A2	67		11,60	0,19	A3
37	43 3569	10,24	0,08	A3	68		11,75	—0,04	A2
38		11,42	0,15	A0	69		11,75	0,25	A5
39		11,11	0,16	A5	70		11,25	0,10	A2
40	44 3431	10,15	—0,06	A2	71		11,21	0,29	A2
41	44 3433	9,15	—0,06	A0	72	44 3484	9,50	—0,03	B5:
42		12,31	0,11	A5:	73		10,91	0,35	A2
43		12,31	0,16	A3	74	43 3630	7,95		O9,5 Ia
44		12,36	0,26	A					

Примечания к каталогу

Зона +39°

32 : ADS 13012 A

44 : ADS 13628 A

80 : ADS 13718 A

81 : ADS 13724 A

Зона +40°

80 : ADS 13603 AB

126 : ADS 10136 B

Зона +41°

74 : ADS 13595 A

90 : ADS 13669 AB

109 : ADS 13749 AB

183 : m_p вычислено из данных работы [12]

186 : ADS 13962 A

191 : См. 183

194 : ADS 13985 AB

Зона +42°

55 : ADS 13615

73 : ADS 13689 A

Зона +43°

22 : ADS 13440 A

32 : Спектр сложный

74 : ADS 13748 ABC

124 : ADS 13933 AB

По этим данным нельзя проследить зависимость для звезд слабее $11^m,2$ для фотографических и $10^m,4$ для красных величин. Некоторые представления о дальнейшем ходе слабых красных величин можно все же получить. В настоящий каталог входит несколько звезд рассеянного скопления NGC 6910. На фиг. 5 приведено непосредственное сравнение красных величин с величинами m_{638} Беккера и Штока для этого скопления [8] (темные кружки) и для общих звезд поля [9] (светлые кружки). Эффективные длины волн обеих систем примерно одинаковы. Сравнение показывает, что не наблюдается заметного уравнивания яркости. Имеется некоторое различие в нуль-пунктах (+0,22), что, однако, в основном связано с нуль-пунктом системы В. Беккера [10].

Полное определение нашей системы провести пока нельзя, так как на площадке нет достаточного количества звезд главной последовательности, которые были бы определены в других системах.

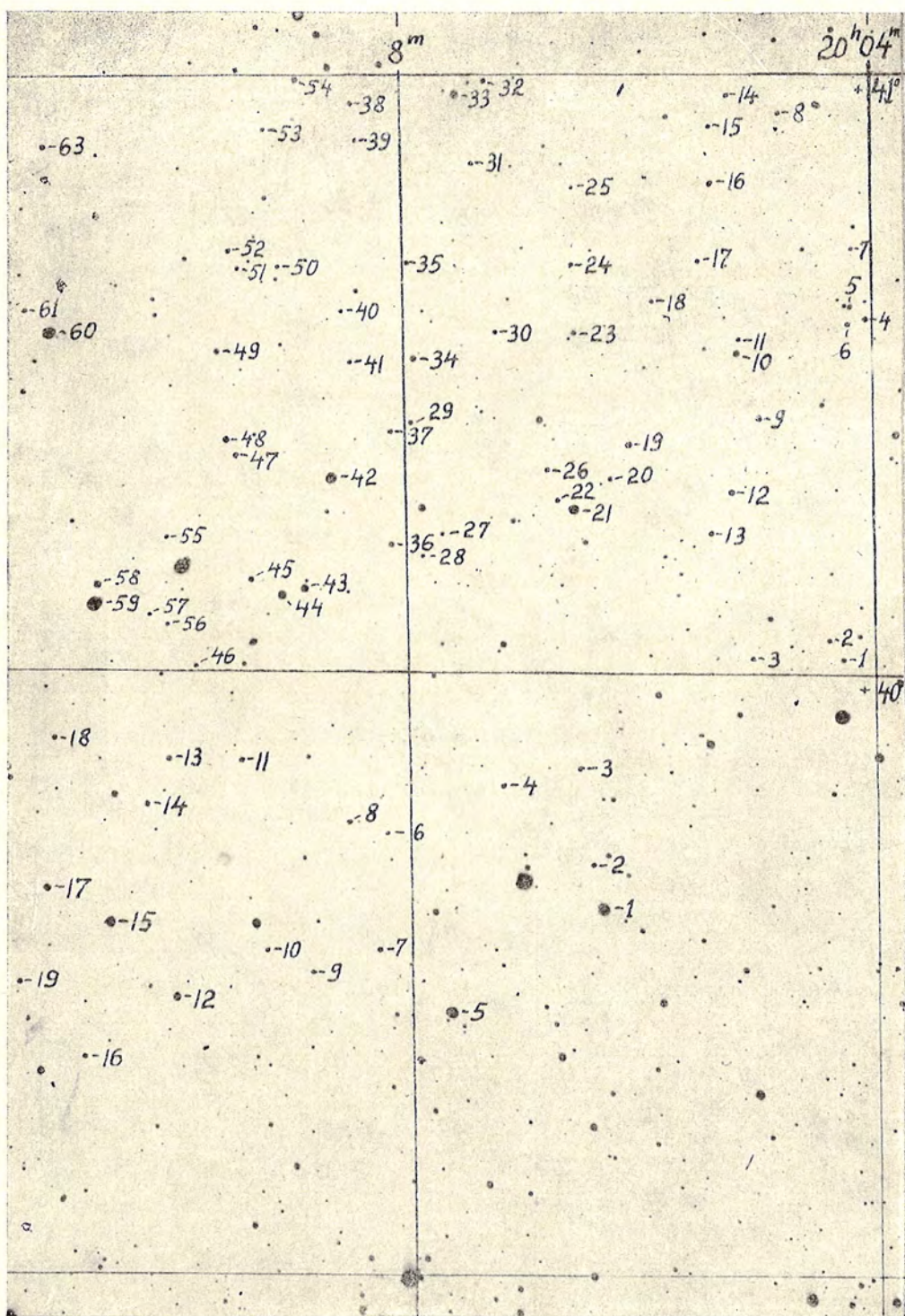
КАТАЛОГ

Выше дан каталог, содержащий 952 звезды классов O — A, а также небольшое число звезд более поздних спектральных классов. Предельная фотографическая величина — $12^m,5$. В первом столбце помещены номера звезд по зонам, соответствующие номерам на картах (фиг. 6—17; на фиг. 6 приведена схема расположения карт); во втором столбце — номера звезд в каталоге BD; в третьем — фотографические величины m_{pg} ; в четвертом — показатели цвета CI ; в пятом — спектральные классы. Для звезд общих с [11], а также [7] даются спектральные классы по этим источникам. В конце даны примечания.

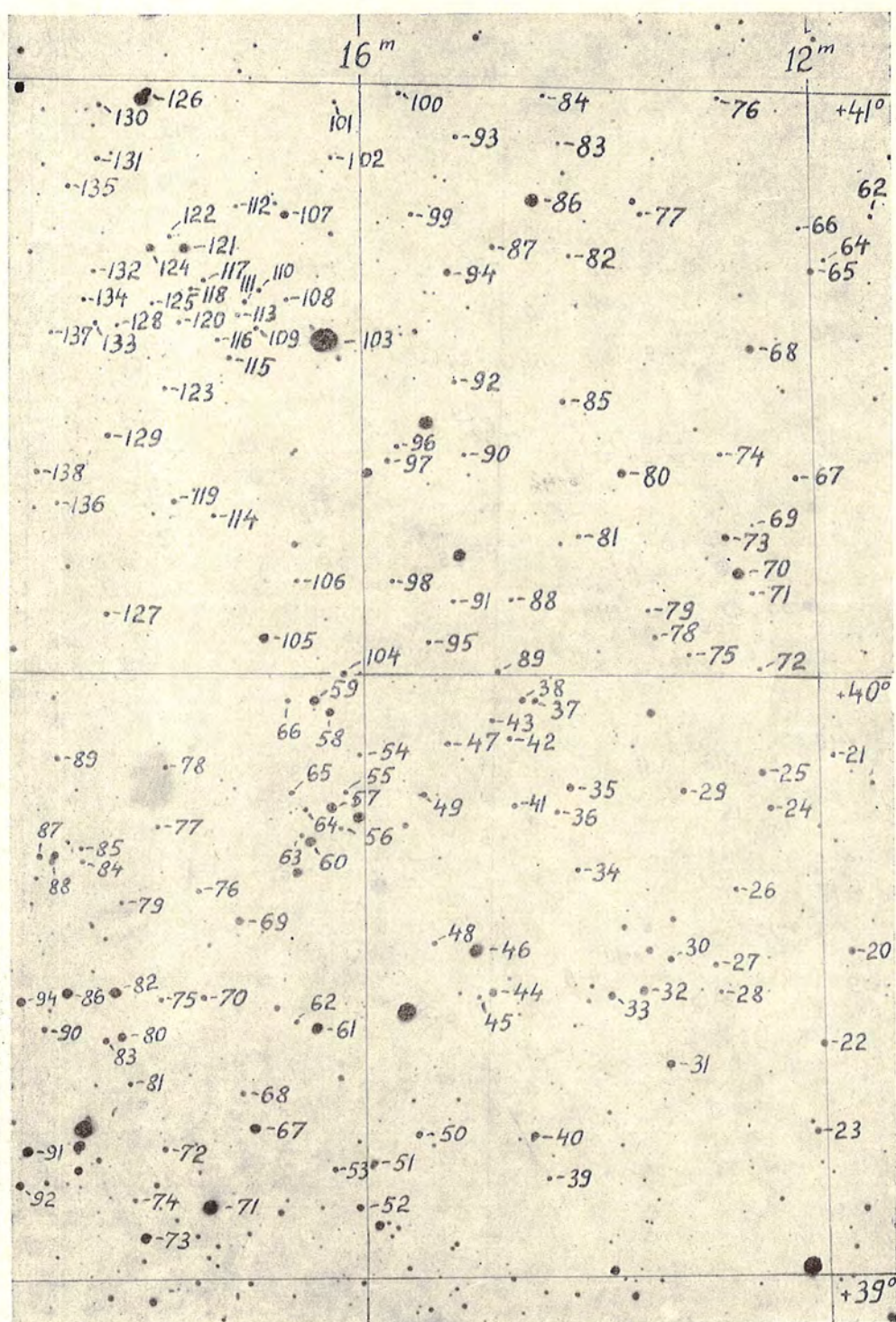
Автор выражает благодарность Е. И. Иосько за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

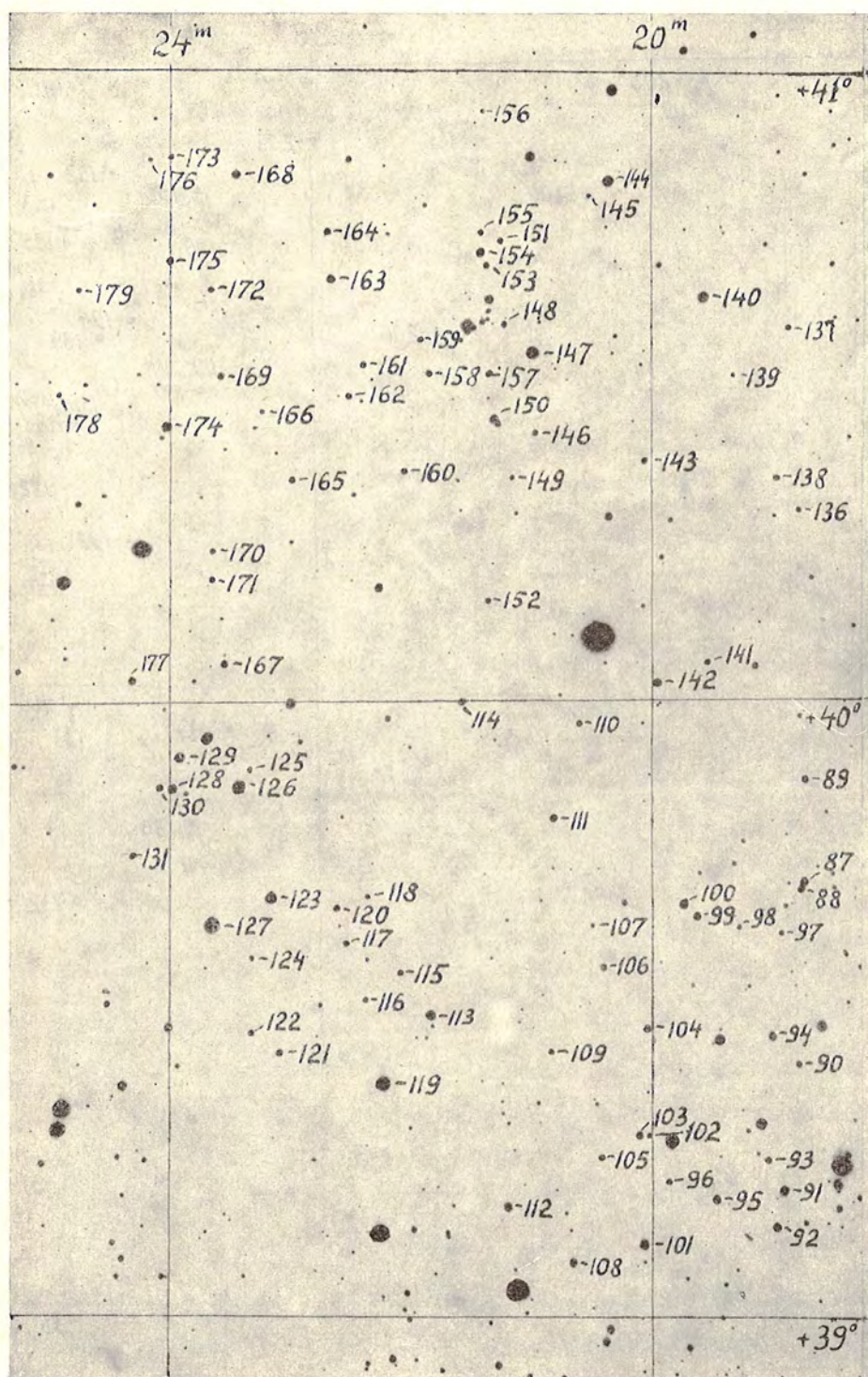
1. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., **10**, 104, 1953.
2. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., **14**, 3, 1955.
3. H. L. Johnson. Ap. J., **117**, 353, 1953.
4. H. L. Johnson. Ap. J., **116**, 640, 1952.
5. T. Elvius. Stockh. Obs. Ann., **16**, № 4, 1951.
6. И. И. Пропп. Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 208, 1958.
7. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1956.
8. W. Becker u. J. Stock. Zs. f. Ap., **34**, 1, 1954.
9. W. Becker u. J. Stock. Astr. Nachr., **277**, 233, 1949.
10. W. Becker. Veröff. Univ.—Sternw. Göttingen, № 80, 1946.
11. W. W. Morgan, A. D. Code a. A. E. Whitford. Ap. J. Suppl., № 14, 41, 1955.
12. H. L. Johnson a. W. W. Morgan. Ap. J., **119**, 344, 1954.



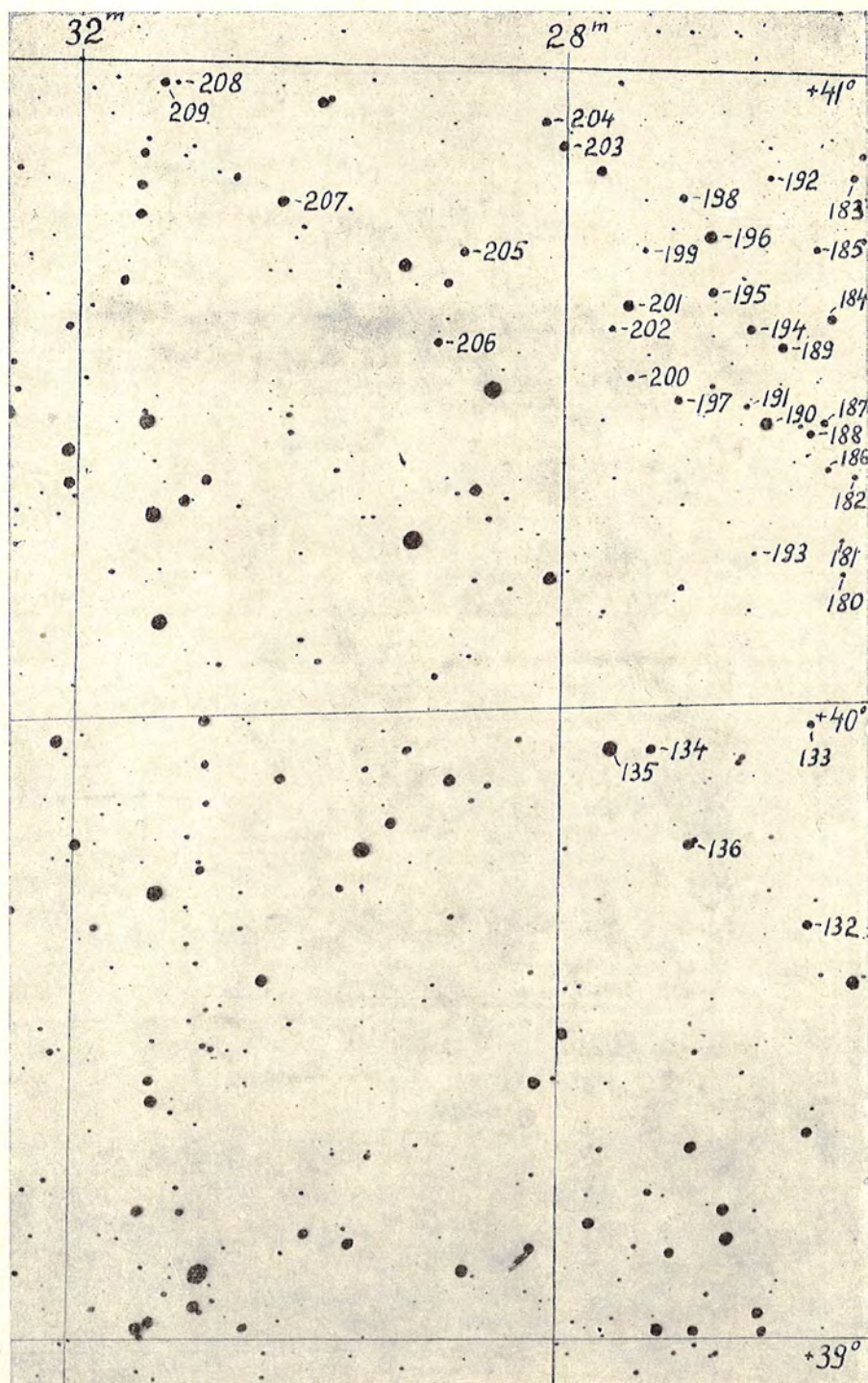
Фиг. 6. Рапа 1



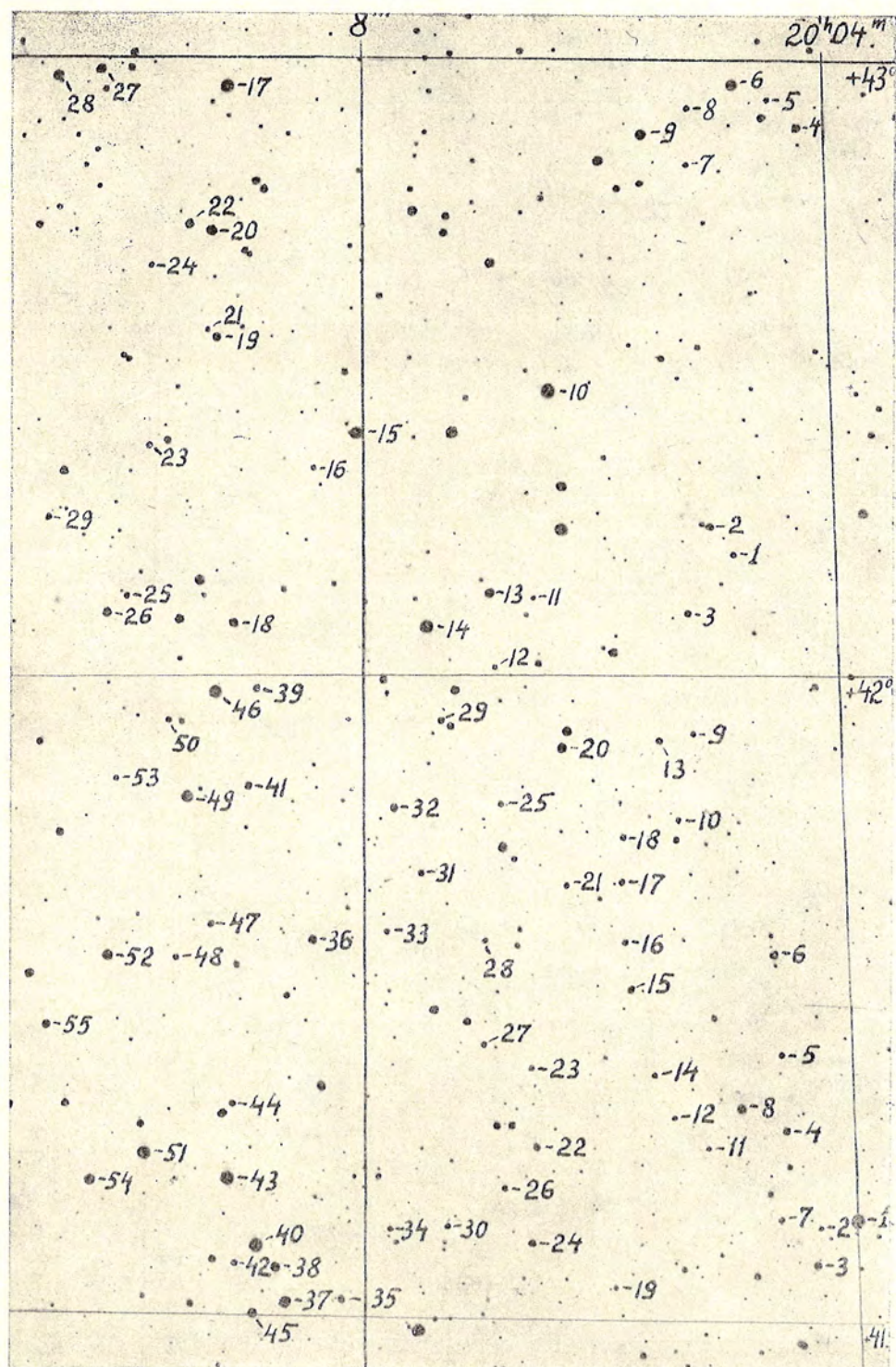
Фиг. 7. Карта 2



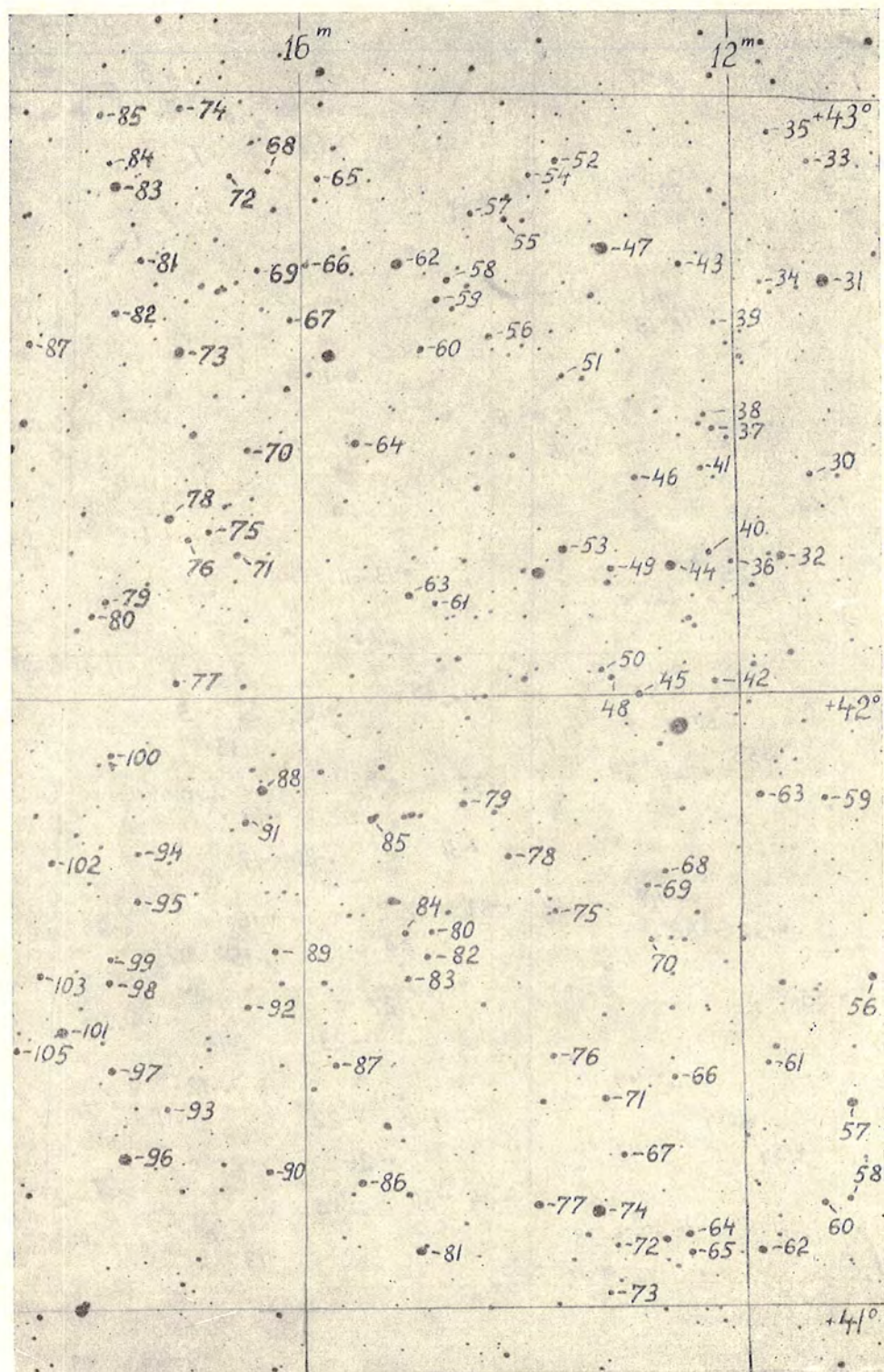
Фиг. 8. Карта 3



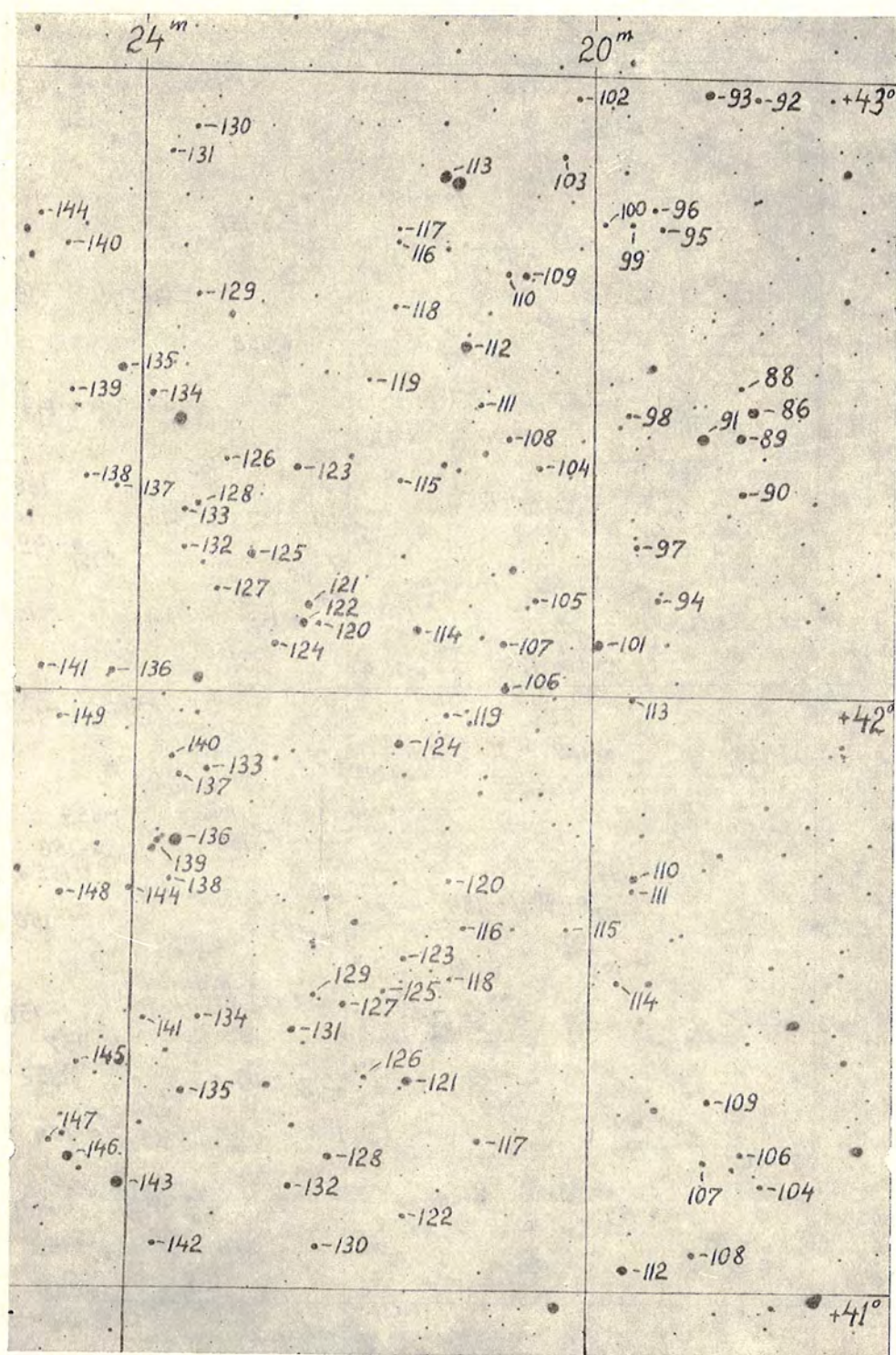
Фиг. 9. Карта 4



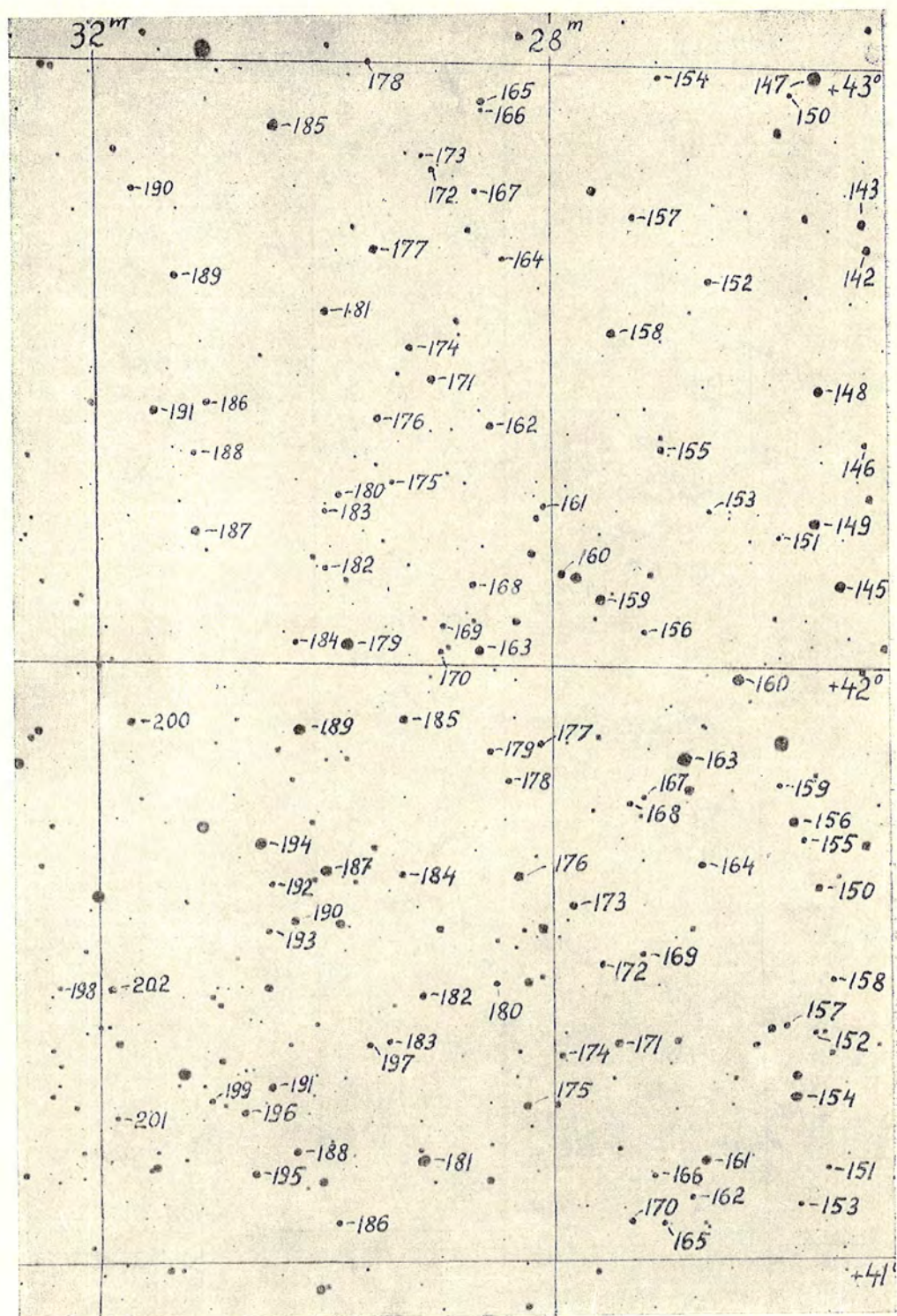
Фиг. 10. Кпра 5



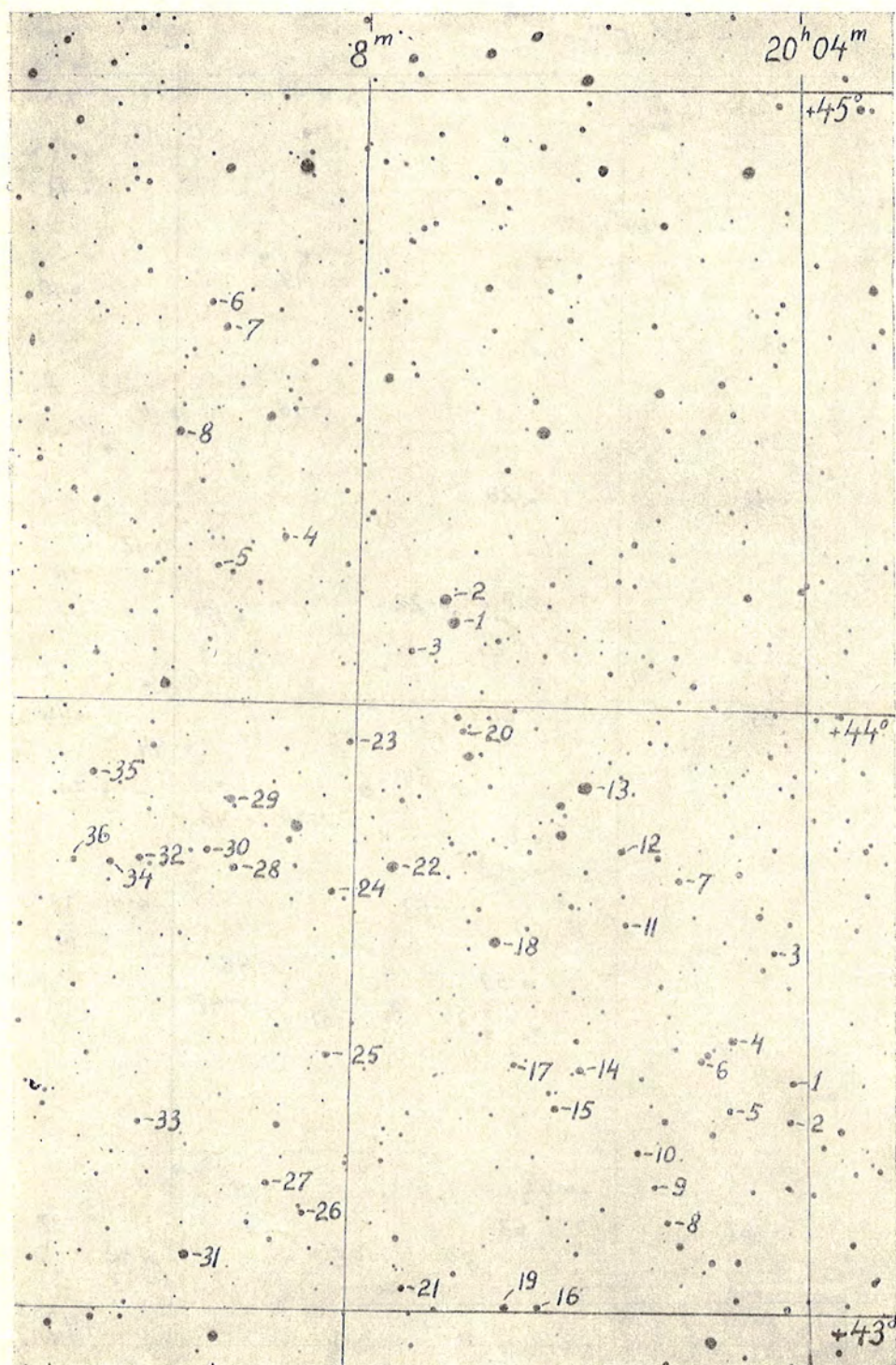
Фиг. 11. Кappa 6



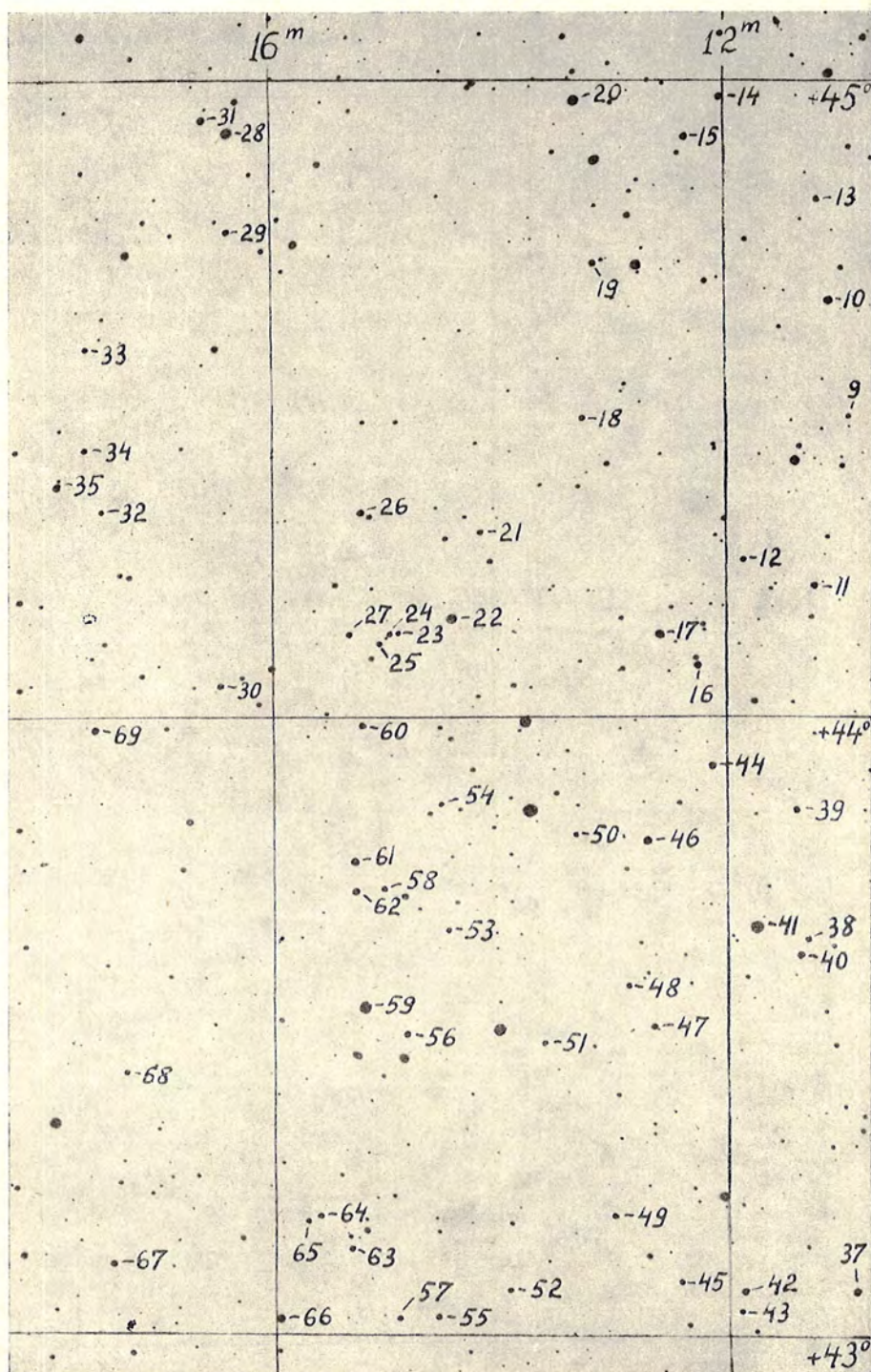
Фиг. 12. Карта 7



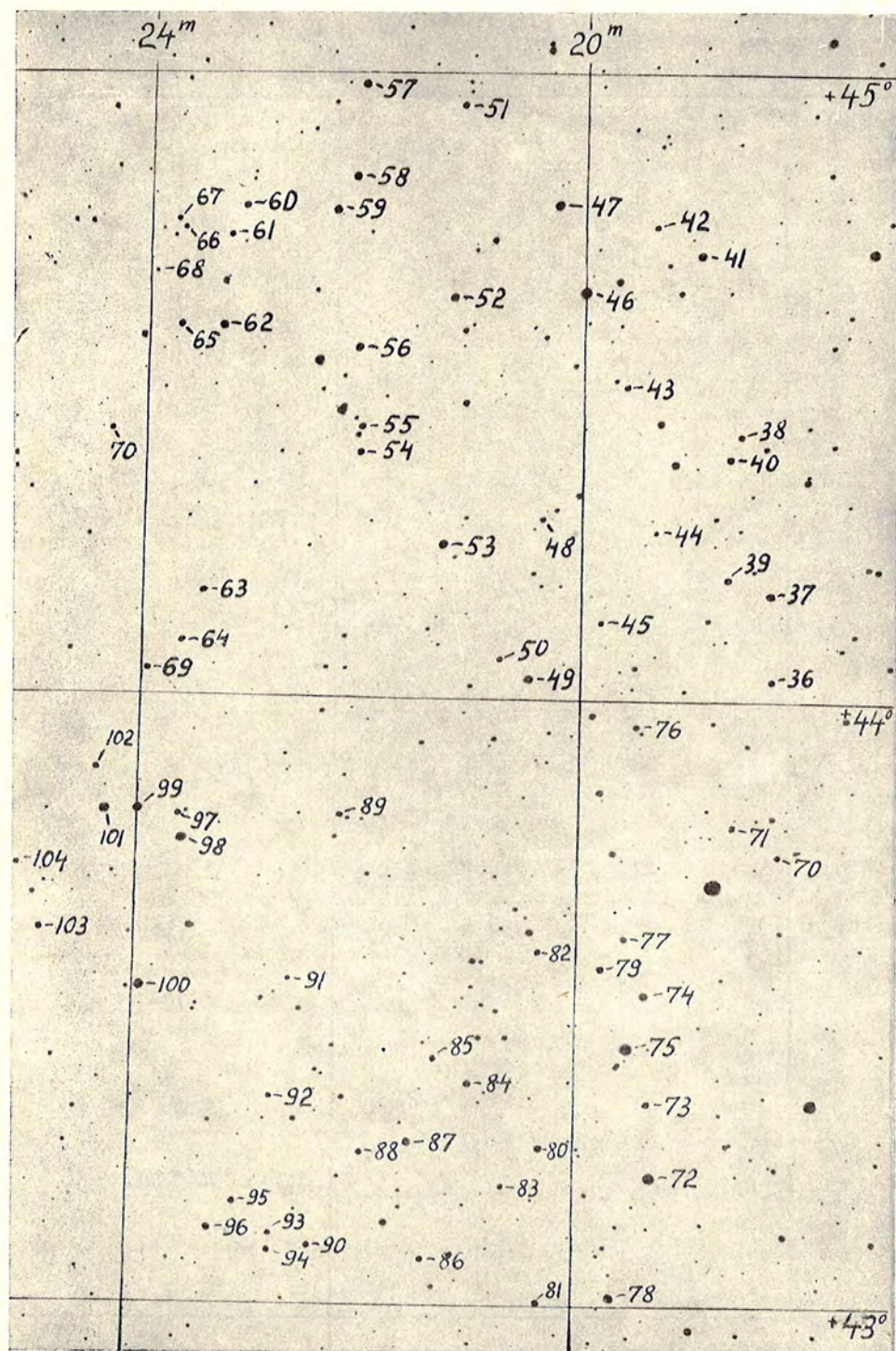
Фиг. 13. Карта 8



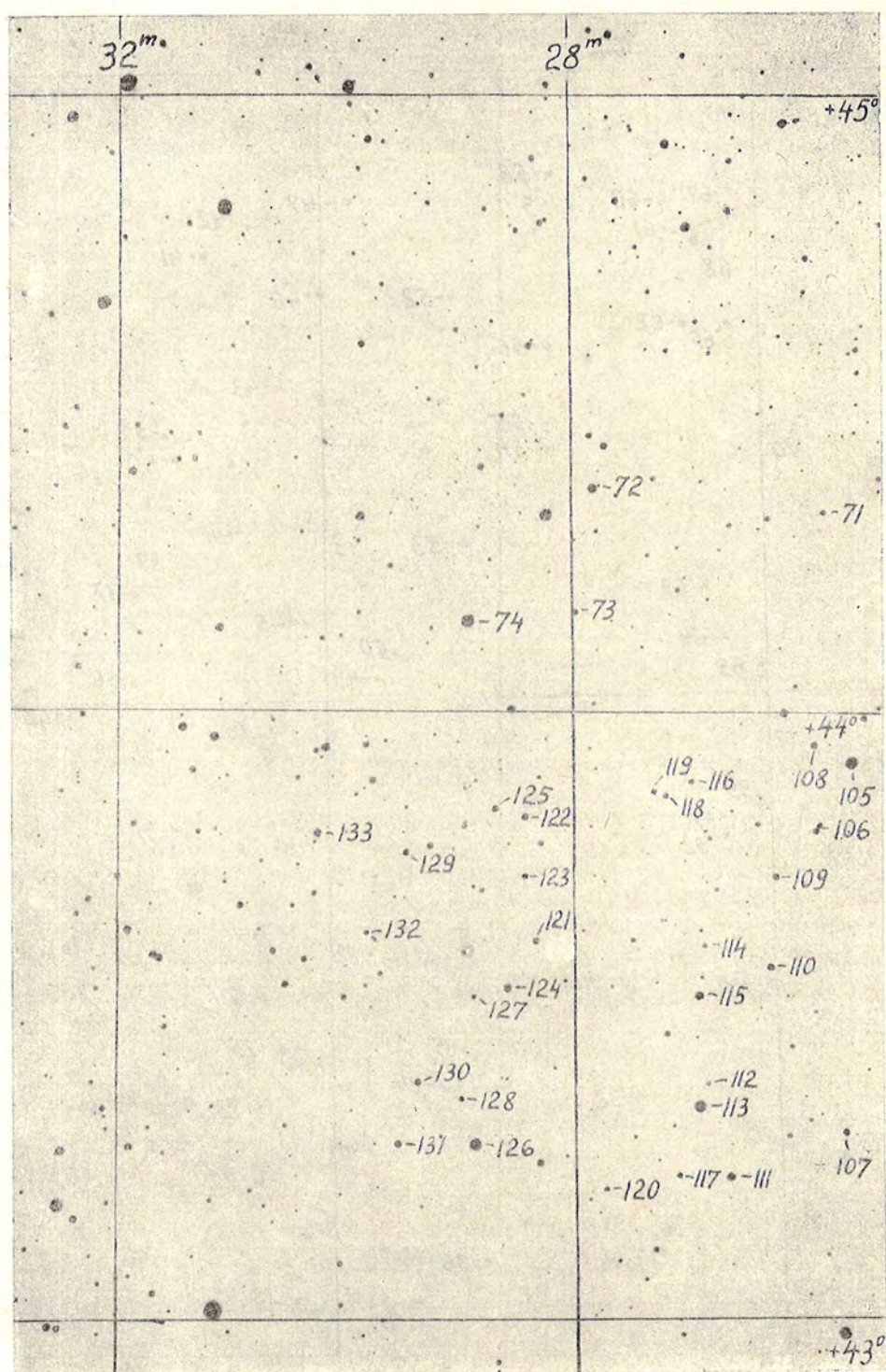
Фиг. 14. Капра 9



Фиг. 15. Кэпра 10



Фиг. 16. Карта 11



Фиг. 17. Карта 12

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПЛОЩАДКЕ МЛЕЧНОГО ПУТИ С ЦЕНТРОМ $\alpha = 20^{\text{h}}16^{\text{m}}$, $\delta = +42^{\circ}30'$

Р. Н. Икханов

Определены нормальные цвета звезд О, В, А в крымской системе показателей цвета [1]. Показана необходимость учета ультрафиолетового излучения короче $\lambda 3800 \text{ \AA}$.

На основе [14] вычисляются красные абсолютные величины звезд M_r . По данным каталога [1] проведено изучение селективного поглощения в области Млечного Пути в созвездии Лебедь.

Выделено 8 областей с различным характером поглощения (фиг. 3).

THE INVESTIGATION OF ABSORPTION IN A REGION OF THE MILKY WAY WITH THE CENTER $\alpha = 20^{\text{h}}16^{\text{m}}$, $\delta = +42^{\circ}30'$, by *R. N. Ikhsanov*.— The normal colours of O, B, A type stars were determined in the Crimean system of colour indices [1]. The necessity of taking into account ultraviolet radiation less than $\lambda 3800 \text{ \AA}$ is shown.

The red absolute stellar magnitudes M_r were calculated on the basis of [14]. The data of catalogue [1] were used for studying the selective absorption in a region of the Milky Way in Cygnus. Eight areas, all with about the same character of absorption (fig. 3), were singled out.

В настоящей статье рассматривается область вокруг γ Cyg [1], которая примечательна во многих отношениях. В первую очередь бросается в глаза ее иррегулярная структура. По Симеизскому списку [2], в ней можно насчитать до 25 светлых диффузных туманностей. На фотографиях Паломарского атласа, особенно в голубых лучах ясно видно сложное распределение поглощающей материи. Закон межзвездного поглощения в этой области отклоняется от λ^{-1} [3]. Наконец в пределах площадки находится мощный источник радиоизлучения — Cyg X, обусловленный тепловым излучением скопления светлых диффузных туманностей в этом направлении [4, 5].

В настоящей работе делается попытка провести исследование селективного поглощения в области на основе каталога 952 О — А-звезд [1], а также некоторого количества звезд, не вошедших в него.

§ 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НОРМАЛЬНЫХ ЦВЕТОВ

Прежде всего нужно определить нормальные цвета и абсолютные величины О — А-звезд в нашей системе. Трудности, связанные с определением нормальных цветов звезд ранних спектральных классов, общеизвест-

вестны. Все такие определения можно разбить на два основных типа, которые можно назвать прямыми и относительными. Прямые определения нормальных цветов возможны только для звезд, неотягощенных межзвездным поглощением, т. е. для звезд или близких к Солнцу, или находящихся в направлениях, относительно которых известно из других источников, что до определенного расстояния поглощение отсутствует. Этот метод вообще не применим к О- и ранним В-звездам, которые всегда находятся на сравнительно больших расстояниях и обычно отягощены значительным межзвездным поглощением. Поэтому к ним применяются относительные методы, основанные на знании нормальных цветов звезд поздних спектральных классов, распределение энергии в спектрах звезд различных спектральных классов, а также на знании закона межзвездного поглощения.

В настоящей работе нормальные цвета горячих звезд определяются тремя различными способами, основанными на данных, имеющихся для звезд исследованной области.

Таблица 1

Sp	Способ 1	Способ 2			Способ 3		
	$CI_{Kp}^{\bullet}$	$CI_{Kp}^{\bullet}$	$(B - m_r)$	$(m_{pg} - V)$	$CI_{Kp}^{\bullet}$	$(B - m_r)$	$(m_{pg} - V)$
O8		-0,70	-0,54	-0,47	-0,70	-0,57	-0,49
B0		-0,69	-0,53	-0,46	-0,68	-0,56	-0,47
B0,5		-0,66	-0,50	-0,43	-0,65	-0,53	-0,44
B2		-0,59	-0,44	-0,39	-0,57	-0,47	-0,38
B5		-0,47	-0,33	-0,30	-0,42	-0,35	-0,26
B8	-0,28	-0,36	-0,23	-0,22	-0,29	-0,24	-0,15
B9	-0,24	-0,31	-0,19	-0,18	-0,24	-0,20	-0,11
A0	-0,135	-0,22	-0,10	-0,12	-0,13	-0,11	-0,02
A2	+0,01	-0,13	-0,01	-0,05			
A3	+0,10	-0,08	+0,03	-0,01			
A5	+0,21	+0,01		+0,05			
A8	+0,27	+0,08		+0,09			
	+0,35	+0,25		+0,22			

1. Определение нормальных цветов непосредственно по данным каталога. Рассмотрение фотографии области показывает, что западная часть площадки значительно меньше отягощена поглощением. Согласно Дж. Нассау и Д. Мак-Рею [6], которые исследовали поглощение области, соприкасающейся с нашей в юго-западной ее части, можно считать, что поглощение отсутствует для звезд с модулем расстояния $7^m,0$ (250 пс), а затем начинает медленно расти. Эти данные получены как средние для области значительных размеров. Часть этой области, прилегающей к нашей, по видимому, прозрачнее, чем другая. Предположив, что в западной части нашей площадки нет поглощения примерно до расстояния 500 пс ($m_0 = -M = 8^m,3$), можно принять в качестве нормальных непосредственно наблюдаемые цвета А-звезд. Результаты приводятся в столбце 2 табл. 1. Дан-

ный метод нельзя распространить на звезды более ранние, чем B8, модули расстояний для которых больше $8^m,3$.

2. Можно попытаться определить нормальные цвета, основываясь на формулах, связывающих нашу систему с системой (B, V) . Действительно, зная нормальные цвета в системе B, V [7, 8], по формуле, полученной в [1],

$$B - V = 0,14 + 0,64 CI_{\text{кр}}, \quad (4)$$

легко перейти к нормальным цветам в нашей системе. Результаты определения приведены в столбце 3 табл. 1. В столбцах 4 и 5 приведены нормальные показатели цвета $B - m_r$ и $m_{rg} - V$, определенные таким же образом из формул (3) и (4) в [1].

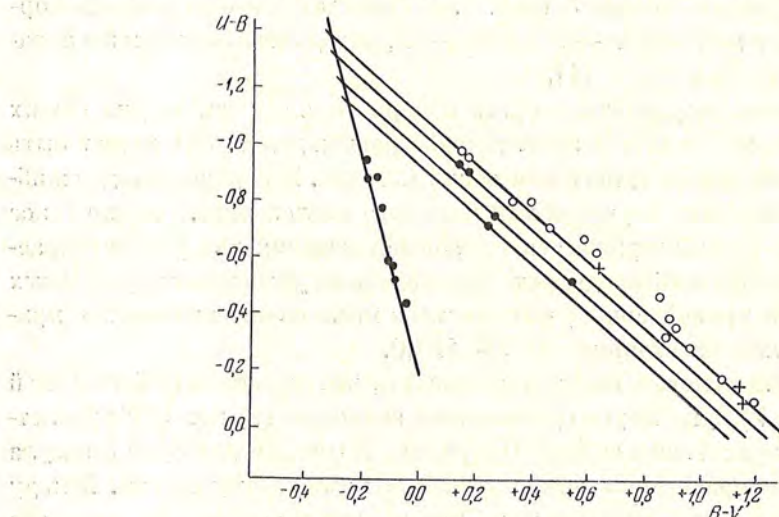
Если сравнить результаты второго и первого способов, то для общих звезд B8 — F0 наблюдается значительное расхождение. Это может быть вследствие ошибочности одного или обоих методов. В первом методе ошибка может быть вызвана учетом межзвездного поглощения. Однако такое предположение не подтверждается кривой поглощения для рассматриваемой области, построенной предварительно на основе указанных нормальных цветов. Из этой кривой видно, что заметное поглощение начинается примерно с модулей расстояния $10^m,0 - 11^m,0$.

Второй метод основан на предположении, что между нашей системой и системой (B, V) существует однозначная зависимость, которой удовлетворяют как покрасневшие звезды O и ранние B (по ним выведена формула (1)), так и не покрасневшие звезды главной последовательности. Между тем однозначная зависимость может быть только в том случае, если обе системы не включают ультрафиолетовой части спектра короче $\lambda 3800 \text{ \AA}$ [9]. Исследование пропускания объектива камеры, с помощью которой производилось фотографирование, показало, что крымская система фотографических звездных величин включает некоторую долю ультрафиолетового излучения за $\lambda 3800 \text{ \AA}$ [10]. Таким образом расхождение результатов двух предыдущих методов может быть следствием влияния ультрафиолетового излучения.

3. Для выяснения причины этого расхождения рассмотрим третий метод, который основан на свойствах двухцветных диаграмм. Как было показано в работе Г. Джонсона и У. Моргана [7], двухцветную диаграмму для ранних звезд (O — A0), в один из цветов которой входит область Бальмеровского скачка и сгущение высших членов серии Бальмера, можно охарактеризовать двумя линиями: «линией покраснения» и «линией главной последовательности». Первая из них характеризует закон межзвездного поглощения. Вдоль нее располагаются звезды данного спектрального класса с последовательно увеличивающимся покраснением. Наиболее удобными для построения линий покраснения являются звезды O и B0 Ia — B2 Ia, так как дисперсия нормальных цветов этих звезд довольно мала. Вторая линия характеризует положение непоглощенных звезд главной последовательности классов B1 — A0. Существенно, что эта линия мало отличается от прямой. Это означает, что если в одной системе цветов (например, $U - B$) нормальные цвета известны для звезд всех

спектральных классов в указанном интервале, а в другой системе цветов они известны только для двух не очень близких классов, то можно, проведя через две точки с известными координатами прямую, определить нормальные цвета звезд спектральных классов В0,5 — А0 во второй системе.

Применяя подобный метод к области Лебеда, нужно иметь в виду следующие обстоятельства. Как было показано в работах Г. Джонсона и У. Моргана [11], а затем У. Хильтнера и Г. Джонсона [3], линия покраснения для области «Большой Щели» в Лебеде, в которую входит наша площадка, имеет несколько другой наклон, связанный с особенностью



Фиг. 1. Часть двухцветной диаграммы в системе (U, B, V)

Светлые кружки — О-звезды, крестики — В0 Ia — В0,5 Ia, точки — звезды главной последовательности и остальные

закона межзвездного поглощения в этой части неба [3]. Поэтому линия покраснения в системе (U, B, V) была построена только по звездам, входящим в площадку. Она выражается уравнением

$$U - B = -0,90 + 0,865(B - V). \quad (2)$$

Для построения линии главной последовательности использовались цвета непоглощенных звезд В1 — В9, приведенные в [7]. В каталоге У. Хильтнера [12] имеется несколько звезд В0,5—В2 класса светимости III, цвета которых определены и в нашей системе, а также одна звезда В3 II. Эти звезды нанесены на фиг. 1. Имеются основания считать, что линии покраснения для звезд О и ранних В приблизительно параллельны. На фиг. 1 проведены также прямые для спектральных классов указанных В-звезд до пересечения с линией главной последовательности. Эти прямые пересекают последнюю выше, чем точки, соответствующие их нормальным цветам для тех же спектральных классов. Этого следовало ожидать, так как относительное поглощение ультрафиолетовой части спектра исследуемой области неба сильнее, чем в других областях [3]. Частично такое различие

обусловлено также тем, что в действительности линия покраснения имеет небольшую кривизну.

Построим теперь по тем же звездам двухцветную диаграмму, заменив показатели цвета $B-V$ на $CI_{\text{Кр}}$. Линии покраснения для звезд О и ранних В строятся так же, как и раньше. Однако линию главной последовательности построить непосредственно нельзя, так как нет определений цветов не покрасневших В-звезд в нашей системе. Пользуясь значениями цвета $U-B$ для точек пересечения, полученных нами на фиг. 1, ищем пересечения найденных нами линий покраснения с этими ординатами. Полученные точки можно приближенно считать лежащими на линии главной последовательности. Так как эти точки близки между собой, то проведение линии главной последовательности через них несколько неуверенно. Значения нормальных цветов в системе $CI_{\text{Кр}}$ теперь получаются по известным значениям $(U-B)_0$, как было указано выше. Они приведены в столбце 6, табл. 1. Аналогичным способом, заменяя на диаграмме систему цветов $B-V$ последовательно на $B-m_r$ и на $m_{pg}-V$, можно определить нормальные цвета для этих систем, приведенные в столбцах 7 и 8, табл. 1.

Рассматривая таблицу, можно сделать два важных вывода.

Во-первых, нормальные цвета $B-m_r$, полученные этим путем, совпадают со значениями, полученными по второму методу. Это можно объяснить тем, что сюда не входит ультрафиолетовое излучение за $\lambda 3800 \text{ \AA}$. В то же время нормальные цвета $m_{pg}-V$, определенные этими же двумя способами, значительно различаются, так как m_{pg} содержит ультрафиолетовое излучение. Значения, полученные для $CI_{\text{Кр}}^0$ из данных столбца 6, с одной стороны, и 7, 8, с другой, показывают хорошее согласие.

Во-вторых, нормальные цвета звезд В8 — А0, определенные по первому и третьему методам, совпадают. Это является аргументом в пользу правильности предположения об отсутствии поглощения до данного расстояния в западной части площадки. Окончательные значения нормальных цветов $CI_{\text{Кр}}^0$ были приняты по данным первого и третьего методов. Значения их приведены во втором столбце табл. 2.

Таблица 2

Sp	$CI_{\text{Кр}}^0$	M_r	Sp	$CI_{\text{Кр}}^0$	M_r
O8	—0,70	—6,0	A0	—0,13	+0,1
B0	—0,68	—4,0	A2	+0,01	+1,5
B2	—0,57	—2,4	A3	+0,10	+1,9
B5	—0,42	—1,4	A5	+0,24	+2,5
B8	—0,29	—0,6	A8	+0,27	+2,7
B9	—0,24	—0,1	F0	+0,35	+3,0

§ 2. ОТНОШЕНИЕ ОБЩЕГО ПОГЛОЩЕНИЯ К СЕЛЕКТИВНОМУ

Как указывалось в работе [1], эффективная длина волны для крымской системы величин несколько неопределенна. Поэтому наиболее надежный способ определения отношения общего поглощения к селективному

основан, по-видимому, на использовании линии покраснения для О-звезд [3]. Это тем более целесообразно, что при использовании линии покраснения избегается предположение о характере межзвездного поглощения.

Отношение общего визуального поглощения A_v к селективному $E_{(B-v)}$ в системе (B, V) согласно [3] равно

$$\frac{A_v}{E_{(B-v)}} = 3,0 \pm 0,2.$$

Пользуясь (1), находим

$$\frac{E_{(B-v)}}{E_{\text{Кр}}} = 0,64$$

и, следовательно, для нашей системы отношение общего визуального поглощения к селективному равно

$$\gamma_v = \frac{A_v}{E_{\text{Кр}}} = 1,92.$$

Из соотношения

$$E_{v-r} = A_v - A_r$$

получаем отношение общего красного поглощения (A_r) к селективному ($E_{\text{Кр}}$)

$$\gamma_r = \frac{A_r}{E_{\text{Кр}}} = \frac{A_v}{E_{\text{Кр}}} - \frac{E_{v-r}}{E_{\text{Кр}}} = \frac{A_v}{E_{\text{Кр}}} - \frac{E_{v-r}}{E_{(B-v)}} \cdot \frac{E_{(B-v)}}{E_{\text{Кр}}}. \quad (3)$$

По формуле (3) в [1]:

$$V - m_r = -0,10 + 0,44(B - V) \quad (4)$$

имеем

$$\frac{E_{v-r}}{E_{(B-v)}} = 0,44.$$

Подставляя численные значения в выражение (3), получим

$$\gamma_r = 1,64.$$

Отсюда отношение общего фотографического поглощения к селективному

$$\gamma_{pg} = 1 + \gamma_r = 2,64.$$

§ 3. АБСОЛЮТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Абсолютные красные величины M_r были получены по данным Моргана и Кинана [13], а также [7]. Редукция на нашу систему производилась по формуле

$$M_r = M_v + 0,10 - 0,44 (B - V)_0,$$

где использовано уравнение перехода от V к красным величинам (m_r), полученное в [1] (формула (4)). Эти значения приведены в третьем столбце табл. 2.

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Исследование селективного поглощения производилось по данным каталога [1]. Уже при беглом взгляде на область бросается в глаза ее сильная неоднородность. Для того чтобы определить поглощение в различных местах области, последняя была разбита на квадраты площадью в один квадратный градус. Поглощение определялось отдельно для каждого квадрата. Затем для каждого квадрата строился график зависимости избытка цвета от модуля расстояния. Сравнение графиков подтвердило, что поглощение в области действительно сильно меняется от места к месту. Можно более или менее уверенно выделить 8 отдельных областей, в которых поглощение имеет примерно одинаковый ход с расстоянием. В некоторых местах поглощение сильно меняется даже в пределах одного квадратного градуса, но из-за малого количества звезд этот эффект детально рассмотреть не удалось. Так, например, в области к юго-востоку от γ Суг между светлыми диффузными туманностями IC 1318 b и IC 1318 c вдается плотное темное облако. Но в пределах его имеется всего несколько звезд, по которым можно установить, что заметное поглощение начинается уже примерно с $m_0 - M = 8^m,5$, т. е. с 500 пс. Другим подобным примером является область в направлении рассеянного скопления NGC 6910, где на одном квадратном градусе можно отметить три участка с различным характером поглощения.

В табл. 3 приводятся значения поглощения для восьми выделенных областей. В первом столбце приведены модули расстояния, уже исправленные за поглощение. Для этого были использованы красные величины m_r и M_r . Модули осреднены по интервалам $0^m,5$. Во втором столбце приведены средние избытки цвета SE для указанного интервала и в третьем столбце — число использованных звезд. На фиг. 2 приводятся кривые зависимости селективного поглощения от модуля расстояний для этих областей. Величины кружков пропорциональны количеству звезд. Для отождествления этих областей приводится карта, на которой показаны их примерные границы (фиг. 3).

§ 5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ МАТЕРИИ

Исследуемая площадка почти целиком располагается севернее галактического экватора. Рассмотрение фиг. 2 и 3 показывает, что селективное поглощение растет от западного края площадки к восточному, т. е. к галактическому экватору. Одновременно можно заметить и другую закономерность — чем меньше галактическая широта, тем ближе к Солнцу располагается поглощающая материя. Так, в области 1 с центром $l = 45^\circ$, $b = 3^\circ,5$ поглощение начинается при модуле расстояния около $11^m,0$ (1500 пс). В то же время в области 4 с центром $l = 46^\circ,5$, $b = 0^\circ,0$ поглощение уже заметно при $m_0 - M = 9^m,4$ (750 пс), а в области темного облака, отмеченного выше, — с 500 пс.

Таблица 3

$m_0 - M$	СЕ	n
-----------	----	---

Область № 1

7,25	+0,01	11
7,75	0,04	5
8,25	0,07	7
8,75	0,02	16
9,25	0,03	14
9,75	0,05	11
10,25	+0,04	16
10,75	-0,03	1
11,25	+0,15	2
11,75	0,06	1
12,25	—	—
12,75	0,74	3

Область № 2

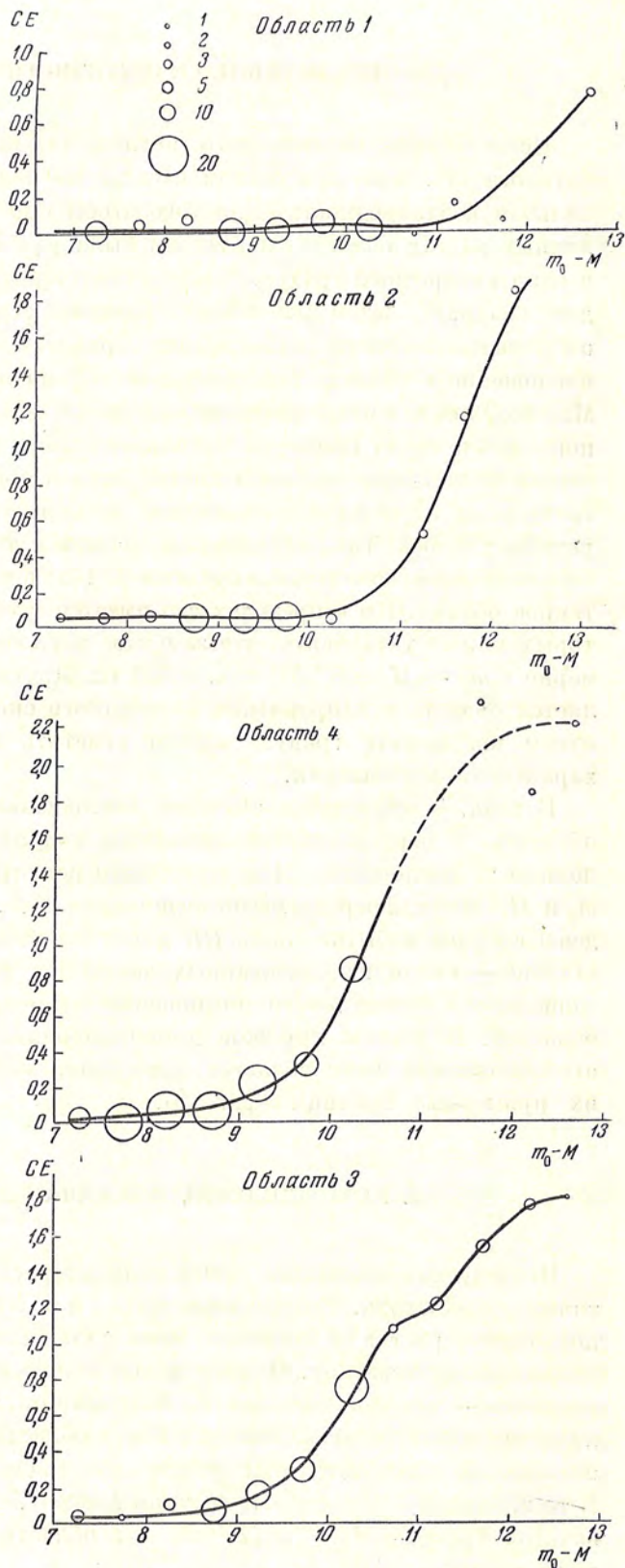
7,25	+0,07	3
7,75	0,06	6
8,25	0,07	5
8,75	0,05	13
9,25	0,05	11
9,75	0,06	14
10,25	0,05	—
10,75	—	—
11,25	0,52	5
11,75	1,17	3
12,25	1,86	2
12,75	1,79	1

Область № 3

7,25	+0,04	8
7,75	0,04	2
8,25	0,10	5
8,75	0,07	12
9,25	0,17	13
9,75	0,30	15
10,25	0,71	16
10,75	1,07	3
11,25	1,21	8
11,75	1,55	6
12,25	1,77	5
12,75	1,80	1

Область № 4

7,25	+0,03	10
7,75	0,02	23
8,25	0,06	29
8,75	0,07	22
9,25	0,21	24
9,75	0,30	14
10,25	0,85	14
10,75	—	—
11,25	—	—
11,75	2,34	2
12,25	1,82	2
12,75	2,20	2



Фиг. 2. Изменение селективного поглощения

Таблица 3 (окончание)

$m_0 - M$	СЕ	n
-----------	----	---

Область № 5

7,25	-0,02	4
7,75	-0,01	3
8,25	0,00	9
8,75	0,00	14
9,25	+0,06	7
9,75	0,02	6
10,25	0,23	8
10,75	0,61	8
11,25	0,45	2
11,75	0,82	2
12,25	1,78	1
12,75	1,60	1

Область № 6

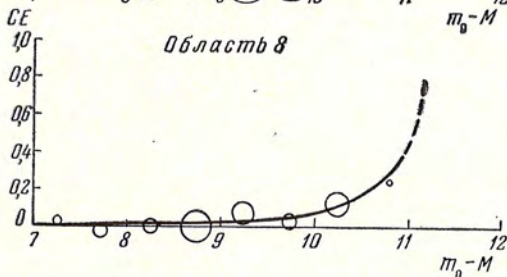
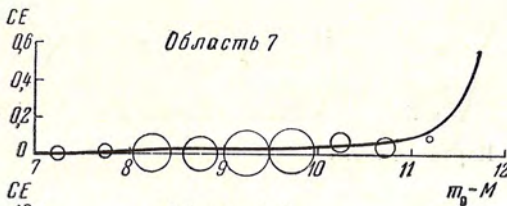
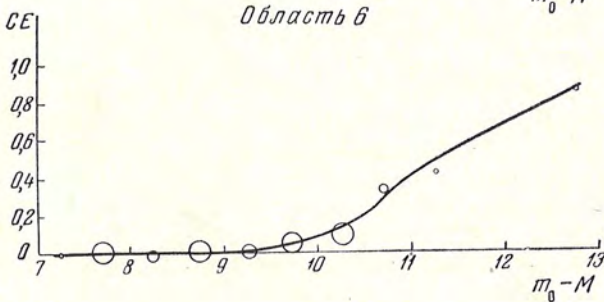
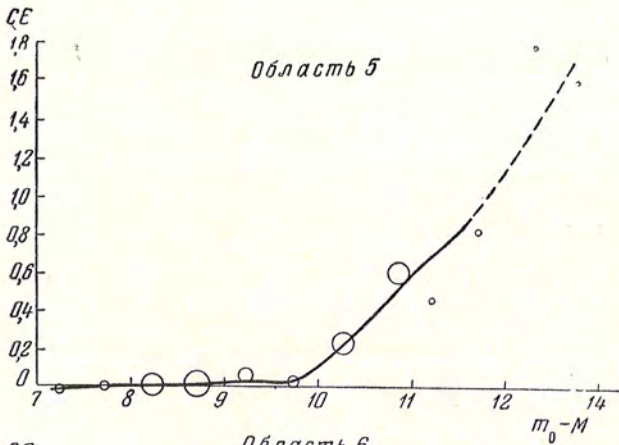
7,25	0,00	2
7,75	-0,01	9
8,25	-0,02	5
8,75	0,00	9
9,25	0,00	7
9,75	+0,05	8
10,25	0,10	10
10,75	0,34	3
11,25	0,41	2
11,75	—	—
12,25	—	—
12,75	0,84	1

Область № 7

7,25	+0,02	7
7,75	0,00	13
8,25	0,00	22
8,75	0,01	20
9,25	0,03	30
9,75	0,08	30
10,25	0,05	14
10,75	0,09	15
11,25	0,60	4
11,75	—	—
12,25	—	—

Область № 8

7,25	+0,03	3
7,75	-0,03	6
8,25	+0,01	8
8,75	0,00	18
9,25	0,08	14
9,75	0,03	8
10,25	0,14	12
10,75	0,25	2
11,25	2,32	2
11,75	2,29	1



с модулем расстояния для областей 1—8



Фиг. 3. Карта области

Литература

1. Р. Н. Ихсанов. Наст. том, стр. 229.
2. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., **15**, 11, 1955.
3. W. A. Hiltner a. H. L. Johnson. Ap. J., **124**, 367, 1956.
4. И. С. Шкловский. Космическое радиоизлучение. Гостехиздат, 1956.
5. R. D. Davies. M.N., **117**, № 6, 663, 1957.
6. J. J. Nassay a. D. A. MacRae. Ap. J., **110**, 40, 1949.
7. H. L. Johnson a. W. W. Morgan. Ap. J., **117**, 313, 1953.
8. W. W. Morgan, D. L. Harris a. H. L. Johnson. Ap. J., **118**, 92, 1953.
9. H. L. Johnson. Ap. J., **116**, 272, 1952.
10. И. И. Проник. Наст. том, стр. 256.
11. H. L. Johnson a. W. W. Morgan. Ap. J., **122**, 142, 1955.
12. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1956.
13. J. A. Hynek. Astrophysics. A topical Symposium, 1951.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗДНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ МЛЕЧНОГО ПУТИ С ЦЕНТРОМ $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$

И. И. Проник

Исследованы системы фотографических звездных величин (m_{pg}) и показателей цвета (C), ранее опубликованных автором [1]. Фиг. 1 дает связь C с $B - V$ для звезд главной последовательности и линию покраснения для $O - B1$ Ia звезд. На фиг. 5 приведено изменение с расстоянием общего фотографического поглощения, а в § 3 проведено изучение распределения звезд по спектральным классам в исследуемой области.

AN INVESTIGATION OF A REGION IN THE MILKY WAY WITH THE CENTER $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$, by *I. I. Pronyk*.—The systems of photographic magnitudes (m_{pg}) and colour indices (C) previously published by the author [1] have been examined. The relation between C and $B - V$ for main sequence stars and the reddening line for $O - B1$ Ia type stars are given in fig. 1. The variation of the total photographic absorption with distance is given in fig. 5 and the stellar distribution in the investigated area according to spectral class in chapter 3.

§ 1. СИСТЕМА ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ЗВЕЗД КАТАЛОГА [1]

Как уже указывалось в [1], система звездных фотографических величин каталога [1] в районе $9^m,5$ имеет неправильную шкалу из-за отсутствия звезд такой яркости в площадке KSA 134 каталога [2], которая служила в качестве стандартной. Для исправления шкалы использовались 45 звезд $O - B$ в системе звездных величин B , взятых из [3, 4, 5], а также 400 звезд спектральных классов от $B0$ до M в системе величин каталога Остергофа [6], шкала которого проверена фотоэлектрическим методом. В результате были найдены поправки к фотографическим звездным величинам звезд каталога [1] (табл. 1):

а) Система фотографических звездных величин. Для определения системы фотографических звездных величин (m_{pg}) использовались 45 общих звезд каталога [1] и списков $O - B$ -звезд в известной системе B , приведенные Хильтнером и Джонсоном в [3—5]. Сравнение m_{pg} и C с B и $B - V$ для этих звезд дало соотношения:

$$m_{pg} = B - 0^m,27 + 0,11 (B - V), \quad (1)$$

$$C = -0^m,41 + 1,48 (B - V) \quad (2)$$

для $7^m,9 < m_{pg} < 11^m,4$ и $-0^m,25 < C < +1^m,20$.

Поскольку соотношения (1) и (2) получены только по сильно покра- севшим О — В-звездам, желательно было подтвердить их по звездам других спектральных классов. Для этого были выбраны общие звезды нашего каталога с каталогом П. Остергофа [6]. Сравнение m_{pg} и $m_{ост}$ (звездные величины в системе каталога [6]) для 400 звезд спектральных классов от В0 до М привело к соотношению:

$$m_{pg} = m_{ост} + 0^m,10 + 0,14 C, \quad (3)$$

где C — показатели цвета в системе каталога [1]. Соотношение (3) полу- чено для показателей цвета $-0^m,40 < C < +2^m,60$ и величин $7^m,9 < m_{pg} < 11^m,0$ *. Величины, определенные Остергофом, связаны с величинами $S'P$ и показателями цвета CS Капской системы «1953 S» соотношением:

$$SP - m_{ост} = -0^m,01 + 0,14 CS, \quad (4)$$

которое найдено в [6] для звезд KSA 140. Принимая во внимание, что согласно [7]:

$$B - V = 0,85 CS + 0^m,26, \quad (5)$$

$$B = SP - 0,07 CS + 0,20, \quad (6)$$

можно получить из (3):

$$m_{pg} = B - 0^m,13 + 0,13 (B - V). \quad (7)$$

Соотношение (7) совпало с (1), но нульпункты в этих уравнениях различны, так как они различны для KSA 134 и KSA 140 в каталоге

Таблица 1

m_{pg}	Поправка	m_{pg}	Поправка	m_{pg}	Поправка
8,51	-0,03	9,21	-0,15	10,05	-0,13
8,52	-0,04	9,27	-0,15	10,10	-0,12
8,59	-0,05	9,39	-0,16	10,11	-0,11
8,64	-0,06	9,48	-0,16	10,13	-0,10
8,69	-0,07	9,57	-0,17	10,14	-0,09
8,74	-0,08	9,68	-0,18	10,17	-0,08
8,79	-0,09	9,80	-0,19	10,19	-0,07
8,91	-0,10	9,88	-0,18	10,22	-0,06
8,96	-0,11	9,94	-0,17	10,25	-0,05
8,99	-0,12	9,98	-0,16	10,32	-0,04
9,09	-0,13	10,00	-0,15	10,35	-0,03
9,14	-0,14	10,02	-0,14		

[2], которым мы пользовались, и в Капском каталоге, для которого при- ведены (5) и (6) (см. [6]).

* Небольшой изгиб прямой (3) в области отрицательных цветов в этом случае не принят во внимание.

Соотношения между показателями цвета $B - V$ и звездными величинами в системе B и показателями цвета CI и звездными величинами PI в международной фотографической системе приведены в [8]:

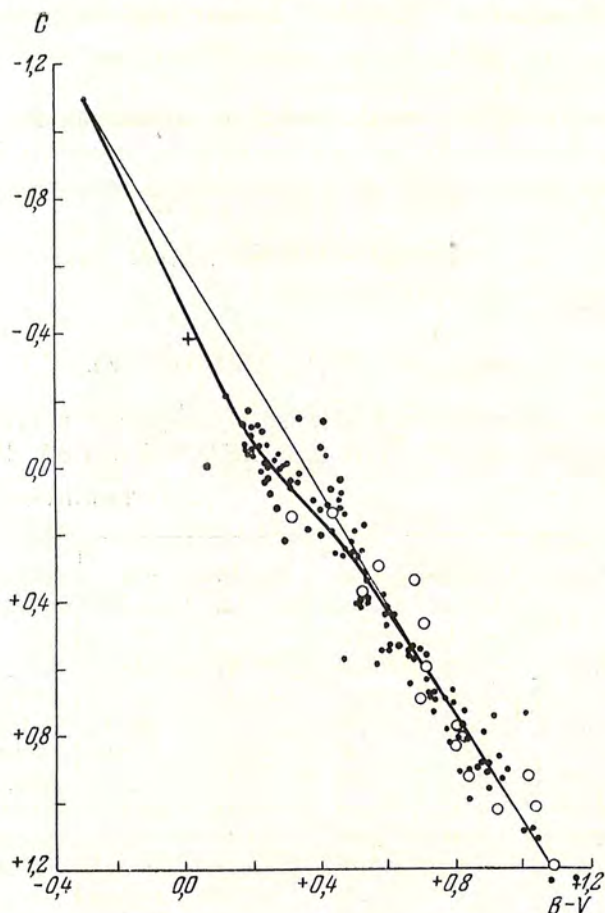
$$B = PI - 0,083 CI + 0^m,161, \quad (8)$$

$$B - V = 0,917 CI + 0^m,161. \quad (9)$$

Принимая во внимание (8) и (9), получим из (1):

$$m_{pg} = PI - 0^m,09 + 0,02 CI, \quad (10)$$

откуда видно, что система фотографических величин звезд (m_{pg}) в каталоге автора [1] близка к международной фотографической системе.



Фиг. 1. Зависимость показателей цвета в системе C от $B - V$ для звезд главной последовательности (жирная линия) и линия покраснения (тонкая линия)

б) Система показателей цвета. Для выяснения системы показателей цвета C фотографировались скопления Ясли (103 звезды) и Волосы Вероники (23 звезды), для которых согласно [9] и [10] поглощение, видимо, незначительно и имеются определения показателей цвета в системе

$B - V$. Затем способом, описанным в [1], для звезд скоплений были получены m_{pg} и C . Соотношения между C и $B - V$ приведены на фиг. 1 (точки). Нульпункт для значений C был выбран так, чтобы значения C для звезд, имеющих $+0^m,68 > C > +0^m,44$, по возможности были близки к наименьшим показателям цвета звезд от G5 до F5 в каталоге [4]. По наблюдаемым точкам была построена кривая соотношений C и $B - V$. Для продолжения кривой в сторону отрицательных $B - V$ использовалась линия покраснения для звезд O — B1 Ia, полученная по 16 звездам нашего каталога, общим с [4] (на фиг. 1 отмечены кружками):

$$C = -0^m,58 + 1,64(B - V). \quad (11)$$

Из (11) нормальный показатель цвета для звезд класса O ($B - V = -0^m,31$ [11]) будет равен $-1^m,09$. Линия покраснения также приведена на фиг. 1. Так как наименьший показатель цвета для звезд класса A0 в каталоге [4] равен $-0^m,39$, то нормальный показатель цвета для этих звезд не может быть больше $-0^m,39$ (крестик на фиг. 1). Исходя из этих соображений, наблюдаемая кривая была продолжена до пересечения с линией покраснения в точке $B - V = -0^m,31$, $C = -1^m,09$. Необходимо отметить, однако, что вследствие отличий нашей системы спектральной классификации от классификации МК в таком продолжении может быть

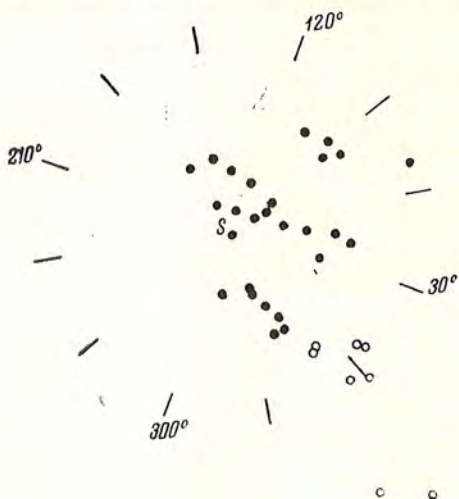
Таблица 2

Sp	$C_e V$	C_e'	$C_e(A)$	$C_e III$	$M_{pg} V$	$M_{pg} III$
B0	$-1^m,06$				$-5^m,0$	
B2	$-0,93$	$-0^m,38$			$-3,8$	
B3	$-0,85$	$-0,40$			$-2,4$	
B5	$-0,76$	$-0,22$	$-0^m,70$		$-1,6$	
B8	$-0,62$	$-0,39$	$-0,65$		$-0,4$	
B9	$-0,53$	$-0,34$			$+0,1$	
A0	$-0,45$	$-0,39$	$-0,48$		$+0,6$	
A1	$-0,35$	$-0,20$			$+1,0$	
A3	$-0,25$	$+0,05$	$-0,18$		$+1,3$	
A5	$-0,14$	$-0,05$	$+0,02$		$+1,8$	
A8	$-0,04$	$+0,10$	$+0,05$		$+2,3$	
F0	$+0,05$	$+0,08$	$+0,11$		$+2,7$	
F2	$+0,13$	$+0,23$	$+0,15$		$+3,1$	
F5	$+0,21$	$+0,20$	$+0,24$		$+3,5$	
F8	$+0,34$	$+0,37$	$+0,37$		$+4,3$	
G0	$+0,46$	$+0,48$			$+4,8$	
G2	$+0,53$	$+0,58$			$+5,1$	
G5	$+0,59$	$+0,63$			$+5,4$	
G8	$+0,62$	$+1,00$		$+1^m,00$	$+5,6$	$+0^m,4$
K0	$+0,78$	$+0,90$		$+1,08$	$+6,3$	$+0,2$
K1	$+0,84$			$+1,16:$	$+6,6$	$-0,4$
K2	$+0,89$			$+1,23:$	$+7,0$	
K3	$+0,97$	$+1,20$		$+1,31:$	$+7,4$	
K5	$+1,16:$			$+1,51:$	$+8,4$	

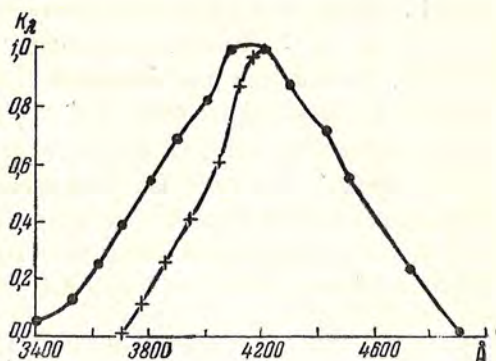
некоторая неопределенность, но при ошибках классификации звезд нашего каталога, отмеченных в [1], кривая фиг. 1 дает приемлемое для работы соотношение C и $B - V$.

Нормальные показатели цвета в системе C , полученные по фиг. 1, приведены во втором столбце табл. 2. В третьем столбце приведены наименьшие показатели цвета из каталога [1] для разных спектральных подклассов, в четвертом — нормальные показатели цвета из каталога А. К. Алксниса [12], приведенные к нульпункту нашего каталога, в пятом — нормальные показатели цвета в системе C для звезд класса светимости III* (также полученные по цветам $B - V$ на фиг. 1).

Из фиг. 1 следует, что система величин C получена для интервала



Фиг. 3. Строение рукавов Галактики около Солнца по данным У. Моргана, масштаб $\sim 8,3$ мм на 1 килопарсек



Фиг. 2. Распределение энергии по длинам волн в фотографических лучах

Точки — для ζ Oph (O9,5), крестики — для α Lyr (A0)

длин волн, несколько дальше простирающегося в ультрафиолетовую область спектра, чем система звездных величин B [9]. Это было подтверждено и по способу, описанному в [1] (§ 3), для чего был сфотографирован спектр звезды ζ Oph O9,5 (фиг. 2 — точки).

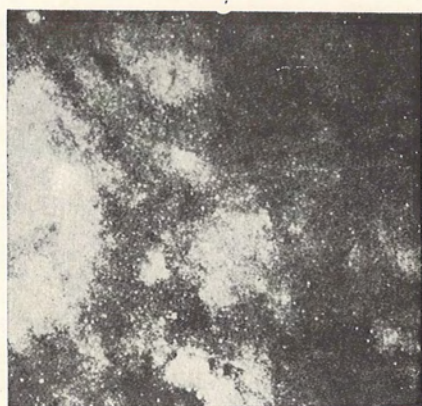
в) Коэффициент перехода от селективного поглощения к полному был найден из линии покраснения для O — B1 Ia звезд в системах C , $(B - V)$ (11) и $(m_{pg} - B)$, $(B - V)$. Линия покраснения в системах показателей цвета $(m_{pg} - B)$, $(B - V)$ по тем же звездам может быть выражена соотношением:

$$m_{pg} - B = -0^m,37 + 0,23 (B - V). \quad (12)$$

Общее поглощение для длины волны λ определяется формулой:

$$A_\lambda = \gamma_\lambda E, \quad (13)$$

* Для определения нормальных показателей цвета звезд в системе C для звезд спектрального класса K использовались дополнительно показатели цвета, полученные для звезд скопления Плеяды.



Фиг. 4. Область с центром $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$

где E — избыток цвета, а γ_λ — коэффициент пропорциональности, зависящий от длины волны. Например, для системы $B-V$ из [11]:

$$A_v = 3,0 E_{B-V}. \quad (14)$$

Коэффициент перехода γ_{pg} от избирательного поглощения E_C к полному в фотографических лучах A_{pg} можно получить из (11), (12), (13) по способу, описанному А. К. Алкснисом в [12]. Для нашей цветовой системы $\gamma_{pg} = 2,6$, по данным Р. Н. Ихсанова, приведенным в его статье в настоящем томе (стр. 245), $\gamma_{pg} = 2,6$. А. К. Алкснис [12] дает для нашей системы цветов $\gamma_{pg} = 2,6$. Все значения γ_{pg} сходятся очень хорошо.

§ 2. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ОБЛАСТИ МЛЕЧНОГО ПУТИ С ЦЕНТРОМ $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$

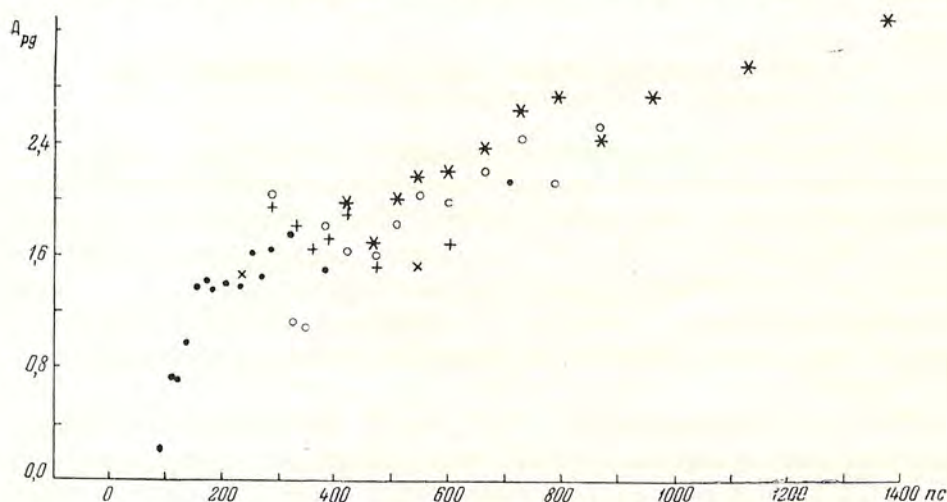
Для определения абсолютных фотографических величин, необходимых для изучения распределения звезд и поглощающей материи в пространстве, были использованы абсолютные фотовизуальные величины M_v , полученные У. Морганом и Г. Джонсоном для звезд главной последовательности и звезд класса светимости III [9]. Они были переведены в M_B при помощи нормальных показателей цвета $B-V$, а затем по формуле (1) в M_{pg} в нашей системе звездных величин. M_{pg} приведены в шестом и седьмом столбцах табл. 2.

Луч зрения в направлении $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$ пересекает внутренний рукав Галактики, положение которого определялось по агрегатам горячих звезд [13], по эмиссионным туманностям [14], а также по данным о поляризации света [15] (фиг. 3 дает структуру рукавов по работе [13]). В [16] отмечается, что в области Стрельца внутренний рукав в северной его части мы видим сквозь комплекс густых пылевых облаков, связанных с самой темной туманностью на небе в созвездии Змееносца. Здесь на расстоянии нескольких сот парсеков от Солнца фотографическое поглощение достигает 5^m . Рассмотрение фотографий Южного Млечного Пути наводит на мысль, что участки сильного поглощения в северной части созвездия Стрельца и Щита также связаны с этим комплексом^[23]. На фиг. 4, где изображена исследуемая область, видно, что темные участки занимают на ней немалую часть. В частности, скопления горячих звезд, окруженные светящимися туманностями NGC 6618 и NGC 6611, также наблюдаются, вероятно, сквозь темные облака.

Предварительное рассмотрение данных каталога [1] показало, что часть темных облаков находится очень близко, и для оценки поглощения в них необходимо пользоваться покраснением близких звезд: F5—F8. Поскольку число таких звезд в каталоге недостаточно, чтобы разделить их на группы по степени поглощения в разных участках области, в первом приближении они рассматривались вместе по всей области.

Используя показатели цвета и звездные величины каталога [1], нормальные показатели цвета и абсолютные величины, приведенные в табл. 2, мы получили картину поглощения света в исследуемой области на рас-

стоянии до 1300 пс * (см. фиг. 5). От 90 до 150 пс видно облако пыли, поглощающее около $1^m,4$. Далее, начиная с 250 пс, фиг. 5 показывает плавное нарастание поглощения, которое, по-видимому, связано с внутренним рукавом. От 250 до 1300 пс поглощение изменилось на $1^m,6$. По данным Г. Хильтнера [3], концентрация О-звезд в этом направлении начинается с расстояния 1000 пс. Таким образом можно сказать, что наши наблюдения подходят вплотную к внутренним частям рукава (если принимать рукава по Моргану — ширина рукава для звезд О примерно 600 пс [17]) и среднее фотографическое поглощение в этой части рукава около $1^m,5$ на килопарсек, т. е. одного порядка со средним поглощением по всей Галактике [18].



Фиг. 5. Изменение межзвездного поглощения с расстоянием в исследуемой области
Точки — по наблюдениям звезд F0 — F8, крестики — по наблюдениям звезд A3 — A8, кружки — по наблюдениям звезд A2 — A9, звездочки — по наблюдениям звезд B5 — B9

§ 3. О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗВЕЗД ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ КЛАССАМ В ИССЛЕДУЕМОЙ ОБЛАСТИ

Работы Бока и его сотрудников [16] показали, что внутренний рукав Галактики обладает рядом особенностей, которые следует иметь в виду при рассмотрении эволюции рукавов и Галактики в целом. С другой стороны, Бааде [19] также указал на особенности внутренних рукавов туманности Андромеды. С этой точки зрения очень важны наблюдательные данные, указывающие на особенности внутренних рукавов.

Данные каталога [1] позволяют сравнить относительное содержание звезд различных спектральных классов в исследуемой области с относительным содержанием их в других направлениях в Галактике. Предварительное сравнение данных каталога [1] с каталогами [20, 21, 22] показывает избыток звезд А в исследуемой области примерно на 15%.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Р. Н. Ихсанову за обсуждение настоящего исследования, А. К. Алкснису за предоставле-

* В этой статье по возможности использовались звезды главной последовательности.

ние данных его работы до опубликования, Е. И. Иосько и В. В. Гаврилову за помощь в обработке материалов каталога, а также Р. Е. Гершбергу и В. И. Пронику за помощь в исследовании объектива «Догмар».

Л и т е р а т у р а

1. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 208, 1958.
2. F. H. Seares a. oth. Papes of the Mount Wilson Obs., IV, 1930.
3. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1956.
4. W. A. Hiltner, H. L. Johnson. Ap. J., **124**, 367, 1956.
5. W. A. Hiltner, B. Iriarte. Ap. J., **122**, 185, 1955.
6. C. J. Kooreman, P. Th. Oosterhoff. Ann. Sterrewacht Leiden, **22**, № 2, 1957.
7. R. A. Stoy. Vistas in Astronomy. Vol. 2, 1956. Washington, p. 1099.
8. H. L. Johnson. Ap. J., **116**, 640, 1952.
9. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Ap. J., **117**, 313, 1953.
10. H. F. Weaver. Ap. J., **116**, 612, 1952.
11. W. W. Morgan, D. H. Harris, H. L. Johnson. Ap. J., **118**, 92, 1953.
12. А. К. Алкснис. Изв. АН Латв. ССР, **9**, 134, 1958.
13. W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code. Ap. J., **118**, 318, 1953.
14. В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс., **12**, 88, 1954.
15. Г. А. Шайн. Астр. журн., **33**, 465, 1956.
16. B. J. Bok. Vitstas in Astronomy. Vol. 2, 1956. London — N. Y., p. 1522.
17. W. W. Morgan. Principes fondamentaux de classification stellaire, Paris, 1953.
18. П. П. Паренаго. Курс звездной астрономии. Гостехиздат, 1954.
19. W. Baade. The large scale structure of the galactic system, Cambridge Univer. Press, 1958.
20. R. W. Wilson. General Catalogue of stellar radial velocities. Washington, 1953.
21. T. Elvius. Ann. Stockh. obs., **16**, 4, 1951.
22. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., **16**, 162, 1956.
23. J. L. Greenstein. H. A., **105**, 359, 1937.

ИСПРАВЛЕНИЯ, ОПЕЧАТКИ И ЗАМЕЧАНИЯ К СТАТЬЕ И. И. ПРОНИК
«СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ, ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА
3915 СЛАБЫХ ЗВЕЗД В ПЛОЩАДКЕ С ЦЕНТРОМ 18h10m, -15°00' (1950)»

(Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 208, 1958)

1. В тексте на стр. 216 ко второму предложению сверху следует добавить: «спектр этой звезды по нашим определениям либо O—B0, либо B позднее, но высокой светимости».

2. В каталоге:

№ звезды	Столбец	Напечатано	Должно быть
211	3	M8	M
329	3	G0	F8
420	1	31 2606	312606
491	6	18h05m,39	18h07m,39
588	6		17 5039
589	6	17 5039	
597	3	K*	M*
628	4		9.....
652	6	312 738	312728
770	4	8.4	8.4
791	6		312747
792	6	312747	
838	5	0,13	
839	5	0,02 : B	0,13
840	5		0,02 :
905	6		15 4861
935	6	31 2758	312758
951	5		2,25
1120	6	31 2864	
1174	6	184 848	18 4848
1178	6	13 4887	
1179	6		13 4887
1205	6	167006	167066
1271	3	B3	B5
1850	6	303063	313063
1858	3	A	A0
1878	6	16 7883	167883
1925	4		*
1959	1	,38	,39
2069	6	313002	313022
2172	3	G0:	B0
2173	5	0,53	1,53
2179	4	10,06	11,06
2310	6	31 3164	313164
2330	3	F2	F0
2339	6	13 4911	13 4941
2346	4	11,29	10,29
2356	3	F0	A5
2660	6	16 8727	168727
2781	6	31 3268	313268
2882	6	12 5020	12 5024
2884	6	14 5024	14 5020
2910	6		10 4675
2928	6	10 4675	10 4676
3001	6	313284	
3002	6	32°5034	313284
3003	3	cont + 1	cont + e
3003	6		12°5034
3153	4	*	10.....*
3158	6	134973	13 4973
3208	3	F0	B0
3233	6	145046	14 5046
3285	3	cont + 1	cont + e
3519	3	G0	G
3701	3	G0	B
3728	5	2.14	1.14
3745	3	B3V	B3 V
3745	4	9,0*	9,0:*
3825	5	0,19	0,29

3. Пропущены примечания:

1276 — измерялась нижняя из двух слившихся на пластинке звезд.

2123 — при отождествлении необходимо иметь в виду, что левее и выше имеется звезда $\sim 10^m 3$, которую не удалось измерить.

4. Замечания: 1. В результате обработки каталога было выяснено, что звезды 4,5, 37, 40, 56, 66, 80, 127, 156, 161, 356, 400 в действительности, по-видимому, слабее, чем дано в каталоге. Это может быть следствием изменения ошибки поля с яркостью, которая не учитывалась (см. текст к каталогу) или следствием неправильной шкалы фотографических или визуальных величин в этой области ярких звезд. В связи с этим необходимо отметить, что звезды 26, 27, 39, 45, 47, 54, 68, 84, 149, 306, 605, для которых у нас нет показателей цвета, также могут оказаться слабее. 2. Звезда 2234 на некоторых пластинках выглядит как K2, а на некоторых как G0. По цвету она похожа на gG0

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ Э. С. БРОДСКОЙ и П. Ф. ШАЙН

«СПЕКТРЫ И ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ 3340 ЗВЕЗД В СОЗВЕЗДИИ ПЕРСЕЯ»

(Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 000, 1958)

В описании каталога:

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
301	6 снизу	а также F-звезд	а также CI звезд F

В каталоге:

Стр.	№ звезды	Столбец	Напечатано	Должно быть
308	555	5	56°755	56°755p
310	184	4		1,44
310	185	4	1,44	
315	62	2	G2	K0:
327	8	2	G2	B2
335	380	5	61°576	60°576

В примечаниях:

Зона	№ звезды	Напечатано	Должно быть
56°	93	»1712 A	BDS 1112 A
»	111	»1731 B	BDS 1131 B
»	112	» 1731 A	BDS 1131 A
59°	225	» 1193 B	BDS 1193 B
»	514	» 1500 B	BDS 1500 B

**Известия Крымской астрофизической обсерватории,
т. XXI**

Утверждено к печати Отделением физико-математических наук
Академии наук СССР

•
Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор И. Н. Гусева

•
РИСО АН СССР № 51-14В. Сдано в набор 6/II 1959 г.
Подписано к печати 30/VI 1959 г. Формат бумаги 70×108¹/₁₆.
Печ. л. 17,5=23,97 усл. л.+10 вклеек. Уч.-изд. л. 21,7. Тираж 1200 экз.
Изд. № 3715. Тип. зак. 1367

Бесплатно

Издательство Академии наук СССР
Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства АН СССР
Москва Г-99, Шубинский пер., 10