

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XVIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА—1958

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук *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*
(заместитель ответственного редактора), кандидат физ.-мат. наук
Л. С. Галкин (ответственный секретарь)

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД КЛАССОВ F0—K5 С ХОРОШО ОПРЕДЕЛЕННЫМИ РАССТОЯНИЯМИ

*Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская
и М. Е. Боярчук*

Излагается методика классификации звездных спектров по измеренным эквивалентным ширинам линий поглощения и результаты такой классификации для 81 звезды с хорошо определенными расстояниями (ближайшие звезды). Спектрограммы получены в течение 1953—1956 гг. на 1220-мм рефлекторе обсерватории с дисперсией 72 Å/мм у Н_γ. Для каждой звезды списка (см. табл. 1) получалось по 4 спектрограммы, а в ряде случаев и больше. Эквивалентные ширины W_λ были определены для линий, перечисленных в табл. 2. При определении величин W_λ особое внимание было обращено на проведение непрерывного спектра. Табл. 3 содержит результаты определения W_λ для всех звезд списка с указанием ошибок ΔW_λ . Столбец «n» дает число измеренных спектрограмм для каждой линии спектра звезды. Для определения спектральных классов по измеренным значениям W_λ был использован метод последовательных приближений. В качестве исходных спектральных классов (нулевое приближение) были использованы взятые из различных источников ([6, 7] и др.) классы в системе Моргана—Кинана. Эти классы, как известно, основаны на глазомерных оценках спектров.

Первое приближение было получено следующим образом. Для каждой линии поглощения строилась зависимость величины W_λ или отношения W_λ двух линий от указанного класса (см., например, левые кривые на фиг. 2а—2в) и через отдельные точки проводилась сглаженная редукционная кривая. С помощью этой кривой и тех же значений W_λ определялся (для каждой линии) спектральный класс первого приближения. Окончательный спектральный класс первого приближения находился как среднее из всех классов, полученных для отдельных линий. В процессе классификации использовались лишь линии и отношения, указанные в табл. 4. Остальные линии дают слишком неточные результаты. Кроме того, были исключены линии $\lambda 4078$ и $\lambda 4216$ Sr II, показывающие для звезд нашего списка (входящих в основном в главную последовательность) эффект абсолютной величины.

Тем же методом на основе средних (окончательных) классов первого приближения были определены классы второго приближения. В качестве примера редукционных кривых, использованных для нахождения классов во втором приближении, см. фиг. 2а—2в, правые кривые. Результаты первого и второго приближения представлены в табл. 5.

Анализ этих результатов показывает, что спектральные классы, определенные в первом и особенно во втором приближении, значительно точнее, чем исходные классы, основывающиеся на глазомерных оценках. Об этом говорит, в частности, сходимость последовательных приближений (сравнение левой и правой кривых) на фиг. 2а—2в, табл. 6 и фиг. 3, на которой сравниваются классы второго приближения с классами нулевого и первого приближений. О значительно большей точности наших количественных классов по сравнению с исходными классами говорит фиг. 4,

являющаяся диаграммой спектр-цвет. Показатель цвета C_{12} взят из работы [5]. Указанные результаты позволяют определенные нами классы для 81 звезды рассматривать в качестве некоторых стандартов.

На фиг. 5 построена диаграмма спектр-светимость для всех звезд нашего списка. Величины M_v взяты из [5]. Проведено обсуждение обеих диаграмм.

В заключение статьи указано, что точность найденных нами значений W_λ недостаточна для построения классификации, учитывающей разделение звезд на звезды, содержащие в своих спектрах слабые и сильные линии. В связи с этим обсуждением указано, что пока наиболее уверенной классификацией может быть, по-видимому, классификация, основанная только на отношениях эквивалентных ширин линий металлов и водорода. Классы, определенные на основе такой классификации, даны по второму приближению в табл. 5, столбец 7. Эти классы близки к средним классам, определенным по всем линиям.

A QUANTITATIVE SPECTRAL CLASSIFICATION OF F0-K5 STARS WITH WELL DETERMINED DISTANCES, by *E. R. Mustel, L. S. Galkin, R. N. Kumai-gorodskaya, M. E. Boyarchuk*. — A method of classification of stellar spectra from the measurements of equivalent widths of absorption lines is described and the results of such a classification are given for 81 stars with well determined distances (nearest stars). The spectrograms were obtained with the 1220 mm reflector of the observatory (dispersion 72 Å/mm at H_γ) during 1953—1956. At least four spectrograms were taken for each star (table 1). The equivalent widths of the lines listed in table 2 were found. When deriving W_λ special attention was paid to the drawing of the line of the continuous spectrum. In table 3 the results of determination of W_λ for all the stars of the list and also the errors ΔW_λ are given. In column «n» the number of measured spectrograms for each line is given. The method of successive approximations was used for determining the spectral classes from the measured W_λ . Spectral classes from different sources ([6], [7] and others) in the Morgan — Keenan system, served as a zero approximation.

The first approximation was found as follows. For each absorption line a graph was compiled giving the dependence of W_λ (or the ratio of W_λ for two lines) on the spectral class (for example fig. 2a—2b. the curves on the left) and a smoothed reduction curve was drawn through the points. Using this curve and the same values of W_λ the spectral class of the first approximation was found for each line. The final spectral class of the first approximation was determined as the mean of the spectral classes found for each line. Only the lines and ratios given in table 4 were used for the classification. The results derived from other lines are of very small accuracy. The lines 4078 and 4216 Sr II were also excluded as they showed an absolute magnitude effect for the stars of our list which mostly belong to the main sequence.

Classes of the second approximation were found by the above method, using the mean (final) classes of the first approximation. The curves of figures 2a—2b (on the right) are examples of reduction curves used for determining classes of the second approximation. The results of the first and second approximation are given in table 5.

An analysis of the results shows that the spectral classes, determined in the first and especially in the second approximation are considerably more accurate than the initial classes, based on eye-estimates. This can be seen from the convergence of the successive approximations (compare the left and right curves of fig. 2a—2b, table 6 and fig. 3, where the classes in the second approximation are compared with the classes of the zero and first approximation). The spectrum-colour diagram on fig. 4 also shows that our quantitative classes are considerably more accurate than the initial classes. The colour index C_{12} has been taken from [5]. The above mentioned results allow to consider the classes determined for 81 stars in the second approximation as standards.

The H—R diagram for all the 81 stars is given on fig. 5. The values of M_v were taken from [5]. Both diagrams are discussed.

In conclusion it is shown that the accuracy of the derived values of W_λ is not sufficient to develop a classification with the division of stars into those with weak and strong lines in their spectra. It is also pointed out that at present the most reliable classification is may be evidently, based only on the ratios of equivalent widths of metallic and hydrogen lines. Classes determined on the basis of such a classification are given according to the second approximation in table, 5, column 7. These classes almost coincide with the mean classes, determined from all the lines.

§ 1. Введение

Каждая последовательность на диаграмме Херцшпрунга—Рессела (ДХР) представляет собою самостоятельную группу звезд, которая по своим физическим признакам отличается в том или ином отношении от звезд других последовательностей. Пространственно-кинематические характеристики звезд разных последовательностей обычно неодинаковы. Есть основания считать, что все эти различия имеют эволюционный характер и отражают различия в происхождении и путях развития звезд, входящих в разные последовательности. Вместе с тем имеются основания считать, что в пределах каждой достаточно однородной последовательности образование звезд и их дальнейшая эволюция имеют общий характер.

Наибольший интерес представляет, естественно, главная последовательность, куда входит очень большое число звезд нашей Галактики. Исследования последнего времени показывают, что эта последовательность не является столь однородной, как это считалось, например, лет десять назад. Мы можем указать на «перелом» в пространственно-кинематических характеристиках звезд этой последовательности между классами F и G [1, 2], наличие в этой последовательности групп звезд со слабыми и сильными линиями [3], ответвление от главной последовательности «металлических» звезд [4], наличие в главной последовательности «магнитных» звезд и т. п. Поэтому особо важное значение приобретает проблема изучения тонкой структуры главной последовательности. Помимо детального спектроскопического анализа отдельных звезд, входящих в эту последовательность, необходимо создание надежной спектральной классификации этих звезд. Такая классификация должна иметь количественный характер, ибо, например, обычная глазомерная классификация звезд содержит ряд неточностей.

Построение такой количественной классификации представляет наибольший интерес для звезд с хорошо известными расстояниями, ибо только в этом случае диаграмма спектр—светимость будет достаточно надежной для того, чтобы делать выводы об однородности или неоднородности главной последовательности. В дополнение к этому материалу необходимо знание (для тех же звезд) достаточно точных показателей цвета.

В связи с этим в Крымской астрофизической обсерватории была поставлена задача по одновременному изучению звезд (с хорошо определенными расстояниями) фотоэлектрическими и спектральными методами. Результаты фотоэлектрического изучения звезд уже опубликованы в пре-

дыдущем томе «Известий» обсерватории [5]. Настоящая работа содержит результаты построения количественной спектральной классификации для 81 звезды с хорошо определенными расстояниями. Классификация основывается на использовании измеренных эквивалентных ширин возможно большего числа линий поглощения.

При определении расстояний до звезд мы пользовались только тригонометрическими параллаксами. Поэтому естественно, что поскольку в нашу задачу входило изучение звезд с хорошо определенными расстояниями, то такими звездами оказались звезды, достаточно близкие к нам. Тем самым в наш список попали в основном звезды классов более поздних, чем F0. С другой стороны, звезды классов более поздних, чем K5, оказались для нашего спектрографа слишком слабыми (предельная величина около 7^m.0).

В связи с этим рассматриваемая ниже классификация включает звезды от F0 до K5, хотя подавляющая часть звезд из этого списка содержит звезды от F5 до K0. Поэтому мы считаем, что такая классификация является достаточно надежной* в интервале классов от F5 до K0 (включительно).

§ 2. Наблюдения и обработка полученного материала

Как указывалось, для решения поставленной задачи была отобрана 81 звезда главной последовательности в интервале спектральных классов F0—K5 с хорошо определенными расстояниями, а именно, выбирались те звезды, ошибка тригонометрических параллаксов которых дает ошибку в абсолютной звездной величине, находимой по параллаксу, не больше 0^m.25.

В табл. 1 приводится список всех наблюдавшихся звезд.

В первом столбце таблицы дан номер звезды в списке, во втором — название звезды, в третьем — ее номер по каталогу Henry Draper, в четвертом — сводная видимая визуальная величина звезды, взятая из указанного каталога В. Б. Никонова и др. [5], в пятом — спектральный класс звезды в системе Моргана—Кинана (МК) и в шестом — примечания.

Спектральные классы для большинства звезд в системе Моргана—Кинана были взяты из различных источников, в значительной мере из [6] и [7]. Для остальных звезд спектральный класс в системе МК был найден по известному спектральному классу в системе HD при помощи редукционного графика, связывающего классы в системах HD и МК. В табл. 1 спектральные классы, определенные по редукционной кривой, записаны без класса светимости. Буквами w и s при спектрах отмечены, согласно Роман [3], звезды соответственно со слабыми и сильными линиями.

* Конечно, в пределах точности, определяемой измеренными эквивалентными ширинами.

Таблица 1

№	Название или номер по BD	HD	m_v	Sp (MK)	Примечание
1	2	3	4	5	6
1	δ Aql	182640	^m 3.35	F0IV—V	
2	τ Cyg	202444	3.71	F0IV	Визуально-двойная
3	γ And	219080	4.49	F0V	
4	γ Vir	110379	2.76	F0V	Визуально-двойная
5	ρ Gem	58946	4.18	F0V	» »
6	δ Gem	56086	3.55	F2IV—V	» »
7	β Cas	432	2.26	F2IV	
8	σ Boo	128167	4.48	F2V	
9	θ Cyg	185395	4.47	F4V s	Визуально-двойная
10	17 Cyg	187013	4.97	F5V w	» »
11	α CMi	61421	0.36	F5IV—V s	» »
12	ι Peg	210027	3.76	F5V s	Спектрально-двойная
13	10 UMa	76943	3.97	F5V w	Визуально-двойная
14	μ Vir	129502	3.93	F5IV w	
15	42 Com	114378	4.34	F5V	Визуально-двойная
16	τ^1 Hya	81997	4.55	F6V w	
17	γ Ser	142860	3.84	F6V w	
18	19 Dra	153597	4.85	F6V w	Спектрально-двойная
19	μ^1 Cyg	206826	4.46	F6V w	Визуально-двойная
20	π^3 Ori	30652	3.18	F6V s	
21	χ Cnc	69897	5.11	F6V w	
22	ι Psc	222368	4.13	F7V w	
23	θ Per	16895	4.11	F7V w	Визуально-двойная
24	99 Her	165908	5.04	F7V w	» »
25	δ Equ	202275	4.45	F7V s	» »
26	θ Boo	126660	4.04	F7V w	
27	τ Boo	120136	4.51	F7V w	Визуально-двойная
28	χ Dra	170153	3.56	F7V s	Спектрально-двойная
29	ν And	9826	4.03	F8V w	
30	13 Cet	3196	5.20	F8V w	Визуально-двойная
31	β Vir	102870	3.63	F8V s	
32	36 UMa	90839	4.82	F8V w	Визуально-двойная (по фото- электрич. наблюдениям)
33	111 Tau	35296	4.98	F8V s	
34	χ Her	142373	4.62	F9V w	
35	ι Per	19373	4.04	G0V w	
36	λ Aur	34411	4.72	G0V w	
37*	59 Vir	115383	5.21	G0V s	
38*	β Com	114710	4.28	G0V s	
39	ψ^5 Aur	48682	5.27	G0V s	Визуально-двойная
40*	χ^1 Ori	39587	4.40	G0V s	
41*	η Boo	121370	2.70	G0IV s	Спектрально-двойная
42	ξ UMa A	98230	3.89	G0V w	» »

Таблица 1 (окончание)

№	Название или номер по BD	HD	m_v	Sp (МК)	Примечание
1	2	3	4	5	6
43*	η Cas	4614	3.42	G0V w	Визуально-двойная
44	λ Ser	141004	4.42	G0V w	
45*	β CVn	109358	4.28	G0V w	
46	ζ Her	157214	5.41	G0V w	
47*	+32°3267	176051	5.22	G0V w	Визуально-двойная
48	47 UMa	95128	5.07	G0V s	
49*	ζ Her	150680	2.81	G0IV w	Визуально-двойная
50	+66°1281	193664	5.92	G1	
51	51 Peg	217014	5.47	G1	
52	26 Dra	160269	5.24	G1V w	Визуально-двойная
53	ι Boo	133640	(5.30)	G1	Спектрально-двойная
54	15 Sge	190406	5.79	G1	
55	α Aur	34029	(0.20)	G1	Спектрально-двойная
56	η CrB	137108	4.98	G2V w	Визуально-двойная
57	+41°328	10307	4.96	G2V s	
58	85 Peg	224930	5.75	G2V	Визуально-двойная
59	+46°1551	84737	5.11	G2V s	
60	+16°3752	178428	6.05	G5	Спектрально-двойная
61	μ Cas	6582	5.13	G5Vp	
62	μ Her	161797	3.39	G5IV w	Визуально-двойная
63	τ Cet	10700	3.50	G8Vp	
64	—0°3300	158614	5.32	G8IV—V	Визуально-двойная
65	61 UMa	101501	5.33	G8V	
66	ξ Boo	131156	4.56	G8V	
67	β Aql	188512	(3.80)	G8IV w	Визуально-двойная
68	31 Aql	182572	5.12	G8IV	
69	70 Oph	165341	4.04	K0V	Спектрально-двойная
70	+28°4704	166	6.12	K0V	
71	+63°238	10780	5.61	K0V	
72	+19°2881	131511	6.06	K0	
73	σ Dra	185144	4.68	K0V	
74	η Ser	168723	3.24	K0III—IV w	
75	η Cep	198149	3.40	K0IV w	
76	β Gem	62509	1.16	K0III w	
77	γ Cep	222404	3.21	K1IV	
78	α Boo	124897	—0.05	K2III	
79	+56°2966	219134	5.57	K3V	
80	61 Cyg A	201091	(5.60)	K5V	Визуально-двойная
81	α Tau	29139	0.78	K5III	» »

Спектрограммы, использованные для построения количественной классификации, были получены в течение 1953—1956 гг. при помощи спектрографа, присоединенного к 1220-мм рефлектору обсерватории [8]. Употреблялась камера с дисперсией $72 \text{ \AA}/\text{мм}$ при H_γ . Кроме того, с целью исследования более тонких особенностей спектров и эффекта абсолютной величины, для восьми звезд класса G0 были получены спектры с камерой, дающей дисперсию $36 \text{ \AA}/\text{мм}$. Эти звезды отмечены в табл. 1 звездочками. Все спектры фотографировались на пластинках Ilford Zenith.

Для классификации спектров использовались линии, расположенные в области от 3900 до 4900 $\text{\AA}$. Так как интенсивность спектра в этой области заметно меняется с длиной волны (особенно у звезд поздних классов), то для обеспечения нормальной плотности измеряемых негативов каждый спектр снимался дважды с различными экспозициями.

Кроме того, с самого начала было решено, что каждая эквивалентная ширина должна быть основана на обработке не меньше чем трех-четырех спектрограмм. Это условие очень важно для повышения точности используемого материала. Поэтому для каждой звезды получалось до восьми отдельных спектрограмм (пластинок). Все спектрограммы были прокалиброваны на том же спектрографе с помощью ступенчатой щели. Для всей указанной области использовалась одна характеристическая кривая, ибо, как показали специальные исследования, вид кривой в пределах этой области практически одинаков. Снимки спектров звезд и калибровочные шкалки проявлялись одновременно в метолгидрохиноновом проявителе А-90 в течение 2.5 мин. Все спектры были промерены на обычном саморегистрирующем микрофотометре типа Молля; однако в данном экземпляре термоэлемент заменен фотоумножителем. Регистрограммы спектров на этом приборе получались с увеличением в 50 раз. При этом каждый раз подбирались условия, обеспечивающие равномерность освещения щели. По обе стороны спектра звезды впечатывался спектр железа, при помощи которого в спектрах звезд были отождествлены все достаточно интенсивные и свободные от бленд линии.

Для окончательного выбора линий и оценки их качества была использована некоторая чисто качественная пятибалльная система, которая позволила отобрать наилучшие линии.

В табл. 2 приведены длины волн отобранных линий и соответствующее отождествление.

Качество линий меняется с переходом от одного спектрального класса к другому. В частности, количество линий, которое может быть использовано для классификации, убывает (конечно, для спектрограмм с нашей дисперсией $72 \text{ \AA}/\text{мм}$) при переходе от поздних классов к ранним. В связи с этим мы старались использовать в спектрах звезд более ранних классов максимально возможное число линий. О деталях будет сказано далее.

Одной из наиболее сложных проблем спектрофотометрии звезд является проблема проведения непрерывного спектра. Особенно сложной она является для спектров, получаемых с небольшой дисперсией. Вследствие

Таблица 2

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	$\lambda, \text{\AA}$	Элемент
3998	Fe I	4227	Ca I
4005	Fe I	4251	Fe I
4031—34	Mn I	4260	Fe I
4046	Fe I	4272	Fe I
4064	Fe I	4325	Fe I
4072	Fe I	4340	H
4078	Sr II	4353	Fe II
4085	Fe I	4384	Fe I
4101	H	4405	Fe
4144	Fe I	4668	Fe I
4172	Ca I	4861	H
4216	Sr II		

большого числа линий, наличия неразложимых blends, особенно в спектрах звезд поздних классов и т. д., очень часто на большом интервале длин волн трудно даже наметить линию непрерывного спектра. Поэтому приходится прибегать к проведению интерполяционных кривых на широких участках спектра.

Проведение непрерывного спектра в нашей работе осуществлялось следующим образом. Из сопоставления регистрограмм нескольких спектров одной звезды какого-либо класса устанавливалось, насколько реальны отдельные участки и пики, соответствующие непрерывному спектру, и через эти места проводилась плавная интерполяционная кривая. Далее, реальность этих же участков непрерывного спектра проверялась по спектрам других звезд того же класса. В результате для основных спектральных классов (F0, F5, K0, K5) нашего списка были образованы некоторые «стандарты», которыми мы и пользовались для обработки всего материала. Кроме того, для достижения наибольшей однородности контроль за проведением непрерывного спектра осуществлялся для всех звезд списка одним лицом.

Второй важной проблемой обработки спектров являлась проблема определения эквивалентных ширин линий. Главными факторами, искажающими контуры линий поглощения в спектрах звезд классов F—K, получаемых с небольшой дисперсией, являются:

а) блендирование соседних линий,

б) то, что для большинства слабых и средних линий контур линий имеет в основном инструментальное происхождение.

Влияние первого фактора учитывается в нашей работе автоматически, ибо в редуцированных кривых, связывающих эквивалентную ширину какой-либо линии со спектральным классом (см. далее), отражается ход в спектральной последовательности и самой основной линии и блендирующегося с ней спутника (или нескольких спутников).

Влияние второго фактора проявляется в том, что практически у всех линий металлов (за исключением H и K линий Ca^+) нет крыльев, причем опыт показал, что для обработки этих контуров их с достаточной степенью точности можно рассматривать как треугольники. Это заметно облегчает процесс обработки. Для водородных линий пользоваться этим методом нельзя, ибо здесь, начиная с некоторого класса, появляются заметные, а затем (в классе F) и сильные крылья. Поэтому контур каждой водородной линии строился с учетом крыльев (за исключением самых поздних классов, где линии также могут быть представлены в виде треугольников). Наибольшая трудность при построении крыльев водородных линий состоит в том, что для рассматриваемых здесь спектральных классов и небольшой дисперсии спектрографа наложение линий металлов препятствует уверенному проведению самых крайних внешних частей крыльев. Поэтому для того чтобы знать, где оканчивается крыло данной водородной линии, нами в качестве некоторых «ориентиров» использовались данные о полной протяженности крыльев водородных линий, полученные (для различных спектральных классов) при помощи спектрографов, обладающих достаточно большой дисперсией. Это не может сколько-нибудь заметно оказать влияние на измеряемые эквивалентные ширины водородных линий, ибо речь идет только о самых крайних частях крыльев, роль которых при нахождении эквивалентной ширины весьма мала.

В результате обработки полученных материалов была составлена таблица средних эквивалентных ширин линий (табл. 3) для каждой звезды списка. В этой таблице даны эквивалентные ширины W_λ избранных линий для всех исследуемых звезд, ошибки ΔW_λ в определении W_λ и число измеренных спектрограмм n для каждой линии. Звезды перенумерованы в порядке возрастания спектральных классов от F0 до K5 по классификации Моргана—Кинана.

Кроме того, мы даем табл. 3а, в которой отдельно приводятся данные для линии K, Ca^+ . Эта линия была обработана на микрофотометре МФ-2. Она измерялась только для 18 звезд классов F0—G0, ибо в интервале классов G0—K5 изменение эквивалентной ширины линии в зависимости от класса является весьма слабым, и поэтому она мало пригодна для классификации.

Для оценки точности определенных в работе эквивалентных ширин нами проведено сравнение данных табл. 3 с другими данными. Для этого были использованы эквивалентные ширины, взятые из [9, 10, 11].

Зависимость (фиг. 1), связывающая наши данные и данные, взятые из указанных источников, обнаруживает относительно небольшую дисперсию, хотя и имеются систематические различия.

Кроме того, нами было проведено для восьми звезд, отмеченных в табл. 1 звездочками, сравнение эквивалентных ширин по спектрам, полученным с дисперсиями 72 Å/мм и 36 Å/мм. Сравнение этих данных также показало наличие некоторых систематических различий. Однако эти систематические различия не играют для нас сколько-нибудь существенной

Таблица 3

λ	(1) δ Aql			(2) τ Cyg			(3) γ And			(4) γ Vir		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.43	± 0.05	5	0.46	± 0.05	7	0.74	± 0.05	7	0.71	± 0.04	4
4005	.50	.05	5	.50	.05	10	.69	.06	7	.58	.05	4
4031—34	.77	.08	3	.85	.05	8	1.00	.08	6	1.07	.08	4
4046	.66	.05	4	.61	.03	13	0.50	.03	8	0.72	.05	6
4064	.89	.04	4	.42	.02	6	.56	.06	8	.59	.04	6
4072	.67	.08	4	.33	.01	5	.53	.04	7	.54	.03	5
4078	1.10	.09	3	.92	.06	10	.84	.09	6	1.03	.08	6
H $_{\delta}$	8.58	.43	5	6.14	.29	7	9.92	.36	8	7.62	.49	5
4172	0.82	.06	6	0.66	.05	7	0.74	.07	7	0.54	.09	3
4227	.99	.09	5	.82	.06	7	.86	.06	7	1.25	.13	3
H $_{\gamma}$	8.72	.23	5	6.60	.15	4	10.47	.30	5	8.10	.32	4
4384	0.64	.03	4	0.68	.02	4	0.90	.06	4	0.94	.19	2
H $_{\beta}$	7.83	.59	5	5.44	.42	5	9.11	.50	5	6.50	.12	4

λ	(5) ρ Gem			(6) δ Gem			(7) β Cas			(8) σ Boo		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.43	± 0.14	2	0.60	± 0.05	4	0.54	± 0.04	4	0.45	± 0.15	3
4005	.31		1	.66	.08	4	.60	.08	4	.60	.19	3
4031—34				.82	.08	4	.96	.05	6	.68	.05	3
4046	.35	.08	3	.53	.07	4	.61	.01	5	.62	.12	4
4064	.41	.06	2	.50	.07	4	.56	.06	6	.47	.12	4
4072	.82		1	.64	.04	4	.44	.06	6	.46	.10	3
4078	.49	.03	3	.89	.14	3	1.01	.07	5	.83	.07	4
H $_{\delta}$	5.41	.38	2	7.20	.34	4	6.84	.41	6	6.08	.29	4
4172	0.47	.04	2	0.55	.08	4	0.84	.04	6	0.64	.08	4
4227	.41	.03	5	.68	.07	5	.94	.07	6	.82	.03	4
H $_{\gamma}$	6.90	.24	5	7.35	.42	5	6.99	.19	6	6.83	.28	4
4384	0.38	.05	5	0.79	.08	5	0.86	.06	5	0.51	.03	3
H $_{\beta}$	6.93	.42	5	5.54	.26	5	6.68	.17	6	6.67	.35	4

Таблица 3 (продолжение)

λ	(9) θ Cyg			(10) 17 Cyg			(11) α CMi			(12) ϵ Peg		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.36	± 0.05	5	0.58	± 0.08	4	0.66	± 0.05	4	0.42	± 0.05	5
4005	.52	.07	7	.51	.03	5	.57	.05	4	.66	.04	11
4031—34	.98	.10	6	.90	.09	3	1.10	.12	4	.93	.03	10
4046	.73	.06	9	.69	.06	5	0.72	.02	4	.68	.04	11
4064	.48	.05	9	.74	.06	6	.69	.06	5	.54	.04	11
4072	.40	.05	7	.49	.05	5	.61	.03	5	.44	.04	10
4078	.89	.07	10	.98	.08	6	1.07	.07	5	.79	.05	9
H _{δ}	5.81	.13	8	4.65	.34	4	6.66	.15	4	5.34	.16	11
4144	0.51	.08	7	0.54	.06	6	0.61	.05	5	0.44	.02	11
4172	.78	.09	11	1.03	.06	6	.96	.06	5	.64	.05	9
4227	.82	.07	8	1.07	.13	7	1.13	.10	5	1.12	.05	12
H _{γ}	6.00	.20	6	5.37	.15	6	6.26	.25	6	5.82	.15	7
4384	0.86	.05	6	1.13	.13	7	0.83	.07	6	0.86	.03	9
H _{β}	5.67	.46	8	5.11	.12	6	5.40	.20	5	4.99	.18	5

λ	(13) 10 UMa			(14) μ Vir			(15) 42 Com			(16) τ^1 Hya		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.78	± 0.08	4	0.74	± 0.13	5	0.51	± 0.06	3	0.56	± 0.08	4
4005	.71	.09	4	.48	.05	5	.74	.09	4	.54	.10	3
4031—34	.91	.08	5	1.23	.09	4	1.24	.09	4	.77	.07	3
4046	.71	.03	5	0.67	.05	6	0.89	.05	4	.72	.04	4
4064	.55	.03	5	.58	.08	5	.77	.10	4	.54	.	3
4072	.50	.02	5	.61	.08	5	.69	.06	4	.52	.03	4
4078	.98	.07	5	.78	.07	5	.90	.13	4	.90	.08	4
H _{δ}	4.28	.16	5	5.10	.30	5	5.29	.35	3	5.04	.47	4
4144	0.44	.02	5	0.47	.04	6	0.67	.08	5	0.62	.04	4
4172	.68	.03	4	.57	.06	5	.81	.11	5	1.04	.13	4
4216				.31	.01	5	.40	.01	2	0.42	.04	3
4227	1.02	.05	5	.67	.04	6	1.07	.12	5	1.18	.05	4
4260										0.88	.04	4
4325				.71	.05	5	0.81		1	1.05	.09	4
H _{γ}	5.83	.43	4	4.80	.23	6	4.58	.27	4	5.02	.34	4
4384	0.91	.04	3	0.63	.07	6	0.66	.08	4	1.26	.09	3
H _{β}	5.49	.74	2	4.64	.22	5	4.21	.72	4	4.97	.16	4

Таблица 3 (продолжение)

λ	(17) γ Ser			(18) 19 Dra			(19) μ^1 Cyg			(20) π^* Ori		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.62	± 0.04	7	0.56	± 0.08	4	0.80	± 0.06	6	0.41	± 0.05	5
4005	.71	.02	7	.67	.01	3	.64	.07	5	.56	.04	6
4031—34	1.20	.09	6	1.12	.08	4	1.10	.10	5	.90	.13	4
4046	0.96	.05	8	0.82	.08	4	0.68	.04	7	.79	.09	4
4064	.71	.05	8	.61	.02	5	.60	.07	6	.64	.04	4
4072	.54	.05	8	.45	.07	5	.50	.04	5	.54	.05	4
4078	.99	.06	7	.80	.10	5	1.04	.07	5	.86	.16	4
H δ	4.40	.25	5	4.24	.17	4	4.64	.17	7	4.89	.11	4
4144	0.59	.03	2	0.64	.05	4	0.36	.03	5	0.49	.06	4
4172	.67	.04	4	.60	.09	5	.72	.03	5	.64	.05	4
4216	.69	.04	4	.31	.05	5	.43	.10	4	.36	.02	3
4227	1.17	.10	4	.91	.06	5	.95	.07	6	.97	.07	4
4260	0.97		1	.44	.02	4	.75	.16	3	.61	.09	4
4325	.79	.03	2	.72	.07	4	.98	.06	4	.79	.01	3
H γ	5.01	.55	4	4.11	.19	5	4.26	.14	8	4.35	.21	3
4384	0.77	.05	3	1.04	.08	5	0.74	.05	6	0.75	.07	5
H β	4.72	.17	3	4.16	.14	5	3.60	.12	7	3.80	.16	6

λ	(21) χ Cnc			(22) ϵ Psc			(23) θ Per			(24) 99 Her		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.36		1	0.48	± 0.06	4	0.54	± 0.07	4	0.33	± 0.03	2
4005	.45		1	.63	.00	2	.54	.07	4	.37	.03	3
4031—34	.78		1	.84	.06	4	.84	.13	3	.48	.02	3
4046	.44		1	.76	.06	4	.66	.03	3	.76	.10	4
4064	.66		1	.59	.04	4	.56	.06	4	.62	.06	5
4072	.37		1	.39	.04	4	.47	.06	5	.42	.02	5
4078	.88		1	.62	.05	4	.93	.11	5	.68	.07	5
H δ	4.61		1	3.71	.19	4	3.98	.05	4	3.68	.14	5
4144	0.49	± 0.06	3	0.44	.02	3	0.55	.02	4	0.48	.03	6
4172	.63	.08	3	.69	.04	4	.73	.10	4	.52	.11	2
4216	.48	.05	2	.35		1	.45	.02	4	.39	.03	3
4227	.72	.10	3	1.02	.03	4	.95	.04	4	1.03	.05	8
4260	.52	.09	3	0.86	.00	2	.62	.13	1	0.61	.04	5
4325	.48	.07	3	.93	.10	3	.96	.17	3	.99	.08	5
H γ	3.78	.07	3	4.26	.27	3	4.05	.55	3	3.39	.09	7
4384	0.83	.13	2	0.93	.03	3	0.89	.10	4	0.99	.06	7
H β	4.00	.19	3	4.18	.22	3	3.37	.31	4	3.08	.12	7

Таблица 3 (продолжение)

λ	(25) δ Equ			(26) θ Boo			(27) τ Boo			(28) χ Dra		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.58	± 0.07	4	0.65	± 0.08	3	0.43	± 0.08	4	0.44	± 0.02	6
4005	.63	.08	4	.44	.06	4	.54	.03	4	.59	.03	6
4031—34	1.20	.06	5	.92	.07	5	1.00	.05	3	.78	.04	6
4046	0.89	.05	6	.70	.03	5	0.85	.08	5	.83	.07	6
4064	.96	.06	6	.62	.09	4	.74	.30	6	.70	.11	4
4072	.78	.08	6	.42	.01	5	.66	.08	5	.55	.03	4
4078	1.08	.05	6	.82	.07	5	.88	.09	6	.59	.04	5
H δ	5.00	.35	5	3.77	.26	4	4.58	.14	5	4.15	.20	8
4144	0.70	.05	5	0.45	.05	6	0.46	.03	9	0.59	.05	6
4172	1.27	.10	4	.48	.04	2	.76	.06	8	.57	.07	4
4216	0.42	.05	3	.48	.13	2	.49	.06	9	.62	.03	4
4227	.98	.13	5	.95	.07	6	1.01	.04	11	1.10	.06	5
4260	1.01	.22	3	.45	.15	2	0.79	.10	6	0.62	.04	5
4325	1.11	.10	3	.86	.13	3	.92	.04	9	1.00	.12	5
H γ	4.77	.41	4	3.68	.25	4	4.75	.11	10	3.83	.18	5
4384	1.22	.08	6	0.93	.07	5	1.15	.06	11	1.13	.06	5
H β	4.03	.57	3	3.60	.36	4	4.36	.18	8	3.94	.29	4

λ	(29) ν And			(30) 13 Cet			(31) β Vir			(32) 36 UMa		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.48	± 0.07	5							0.55		3
4005	.57	.07	6							.73		3
4031—34	1.01	.08	7				1.21	± 0.07	4	1.07		3
4046	0.81	.04	7				1.21	.06	4	1.04	± 0.04	4
4064	.63	.02	7				0.96	.08	4	0.86	.07	4
4072	.56	.06	7				.53	.02	4	0.52	.06	4
4078	1.01	.05	7				1.08	.08	4	1.03	.07	4
H δ	4.04	.16	7				3.58	.08	4	3.62	.18	4
4144	0.55	.04	6	0.67	± 0.05	2	0.58	.03	4	0.64	.04	4
4172	.89	.08	5	.60		1	.76	.13	4	.78	.08	4
4216	.49	.05	4	.46	.02	3	.48	.08	2	.44	.03	4
4227	1.03	.06	5	1.24	.05	3	1.26	.08	4	1.30	.06	4
4260	0.61	.08	4	0.61	.12	2	0.61	.07	4	0.76	.02	3
4325	1.17	.08	4	.93	.10	3	1.00	.09	6	1.15	.10	5
H γ	3.54	.11	4	3.04	.27	3	2.92	.14	4	3.27	.03	4
4384	1.18	.07	4	0.93	.08	3	1.29	.08	6	1.28	.09	6
H β	3.18	.06	4	2.95	.22	3	2.95	.10	3	3.04	.21	3

Таблица 3 (продолжение)

λ	(33) 111 Tau			(34) χ Her			(35) ϵ Per			(36) λ Aur		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.52	± 0.06	2	0.35	± 0.03	2	0.57	± 0.15	3	0.72	± 0.11	3
4005	.75	.10	2	.49	.04	2	.55	.03	5	.76	.06	3
4031—34	1.41	.29	2	.74	.09	2	.87	.06	4	1.35	.11	4
4046	0.84	.37	2	.77	.05	3	.81	.13	5	1.24	.12	5
4064	.72	.12	2	.67	.09	5	.74	.16	4	1.07	.06	5
4072	.52	.17	2	.53	.07	6	.52	.07	5	0.63	.06	5
4078	.37		1	.85	.10	5	.85	.12	4	1.02	.14	6
H δ	3.65	.24	2	3.25	.23	4	2.77	.21	5	3.01	.19	4
4144	0.51	.11	2	0.49	.03	6	0.51	.09	5	0.67	.20	6
4172	.68	.14	2	.64	.09	5	.60	.09	4	1.13	.15	6
4216	.46	.08	2	.47	.08	3	.44	.11	3	0.59	.12	6
4227	1.02	.38	2	.95	.06	8	.98	.12	4	1.39	.08	7
4260	0.50	.14	2	.65	.07	6	.68	.13	4	1.01	.08	7
4272	.85	.11	2	.70	.07	6	.80	.10	3	1.26	.06	7
4325	.90	.15	2	.99	.09	6	1.28	.11	3	1.47	.12	8
H γ	3.27	.07	2	2.68	.27	6	2.70	.08	3	3.08	.11	7
4353	0.66	.06	2	0.58	.05	6	0.75	.11	3	0.95	.10	8
4384	1.02	.05	2	.96	.08	6	1.31		1	1.52	.16	8
H β	2.65	.25	2	2.81	.11	5	2.20	.22	2	2.81	.14	6

λ	(37) 59 Vir			(38) β Com			(39) ψ^5 Aur			(40) χ^1 Ori		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.56	± 0.10	3	0.54	± 0.04	3	0.39	± 0.04	6	0.54	± 0.15	3
4005	.79	.02	3	.82	.06	4	.52	.05	7	.66	.06	3
4031—34	1.15	.13	4	1.31	.10	4	.87	.09	6	1.02	.16	3
4046	0.97	.04	4	1.43	.13	4	.73	.09	7	1.03	.13	3
4064	.83	.09	4	1.02	.09	4	.62	.06	6	0.81	.04	3
4072	.61	.05	4	0.78	.06	5	.53	.05	6	.69	.05	4
4078	.68	.09	4	.95	.08	5	.78	.06	7	.89	.09	5
H δ	2.66	.31	4	3.72	.16	5	3.29	.15	6	2.58	.12	5
4144	0.51	.06	4	0.59	.10	4	0.57	.06	7	0.70	.09	5
4172	.60	.06	3	1.02	.10	4	.79	.08	6	.72	.13	5
4216	.42	.03	4	0.49	.04	5	.43	.07	5	.42	.09	3
4227	1.18	.13	4	1.42	.11	5	1.18	.09	5	1.28	.12	5
4260	0.87	.07	4	1.05	.11	4	0.79	.08	5	0.81	.07	5
4272	.94	.11	4	1.01	.09	5	.90	.07	5	.92	.04	5
4325	1.23	.11	4	1.50	.07	4	1.32	.11	5	1.23	.10	6
H γ	2.73	.12	4	3.21	.16	5	3.09	.21	5	2.55	.10	5
4353	0.93	.13	3	0.74	.12	4	0.69	.10	4	0.58	.06	6
4384	1.28	.10	4	1.55	.11	5	1.26	.14	4	1.28	.06	6
H β	2.09	.05	4	3.10	.13	5	2.30	.09	6	2.00	.07	3

Таблица 3 (продолжение)

λ	(41) η Boo			(42) ξ UMa A			(43) η Cas			(44) λ Ser		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.49	± 0.01	3	0.60		1	0.44	± 0.02	5	0.64	± 0.06	3
4005	.88	.08	4	.66	± 0.24	2	.68	.06	5	.62	.06	2
4031—34	1.06	.03	6	1.32	.09	4	1.05	.06	6	1.39	.09	5
4046	1.23	.05	6	1.28	.09	4	0.93	.05	5	1.06	.04	6
4064	1.01	.06	6	1.00	.14	3	.79	.04	6	0.90	.07	6
4072	0.68	.04	6	0.84	.08	4	.59	.04	6	.71	.03	6
4078	1.17	.03	5	1.03	.06	4	1.00	.09	6	.95	.06	7
H δ	3.72	.17	6	3.43	.08	4	3.10	.12	6	2.90	.17	7
4144	0.66	.05	6	0.72	.11	4	0.59	.04	6	0.60	.05	7
4172	.87	.04	6	.81	.05	3	.70	.05	6	.72	.07	4
4216	.58	.01	5	.31	.08	3	.55	.04	5	.38	.04	7
4227	1.33	.05	6	1.56	.10	4	1.30	.08	6	1.24	.06	7
4260	0.79	.04	6	0.91	.12	3	0.90	.03	6	0.69	.02	6
4272	.97	.06	4	.77	.07	4	.92	.05	6	.84	.07	7
4325	1.32	.08	6	1.21	.07	4	1.62	.10	6	1.14	.03	7
H γ	3.34	.14	4	3.32	.08	5	3.30	.06	4	2.70	.18	5
4353	0.73	.08	6	0.87	.09	3	0.81	.04	4	0.70	.02	7
4384	1.32	.12	5	1.33	.18	3	1.42	.05	4	1.01	.05	7
H β	3.20	.17	4	3.17	.27	3	2.20	.04	3			

λ	(45) β CVn			(46) 72 Her			(47) +32°3267			(48) 47 UMa		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.50	± 0.10	3	0.32	± 0.00	2	0.42	± 0.04	3			
4005	.64	.06	5	.47	.05	2	.57	.06	5	0.99	± 0.02	2
4031—34	1.20	.15	5	.77	.05	2	1.17	.10	5	1.47	.02	5
4046	0.95	.06	5	.74	.03	2	1.21	.09	5	1.11	.09	3
4064	.80	.06	6	.78	.09	3	0.88	.08	6	0.85	.11	4
4072	.63	.11	6	.40	.06	3	.72	.03	6	.75	.05	4
4078	.86	.05	5	.72	.01	3	1.11	.08	6	1.04	.03	4
H δ	2.77	.14	5	2.66	.17	3	3.19	.04	6	2.95	.12	4
4144	0.69	.04	7	0.61	.13	2	0.68	.02	6	0.69	.06	4
4172	.60	.05	5	.63	.04	3	.76	.10	5	.79	.07	4
4216	.47	.04	6	.42	.03	3	.36	.05	3	.66	.11	5
4227	1.16	.04	6	1.58	.03	3	1.29	.08	6	1.14	.06	4
4260	0.72	.04	7	0.86	.09	3	0.79	.08	6	0.94	.03	4
4272	.85	.04	7	1.01	.08	4	.90	.07	6	1.20	.07	4
4325	1.11	.03	7	1.42	.05	6	1.36	.08	6	1.18	.22	4
H γ	2.98	.12	6	2.64	.09	5	2.72	.15	6	2.92	.13	5
4353	0.68	.04	7	0.86	.06	6	0.87	.06	6	0.82	.01	2
4384	1.31	.06	6	1.50	.10	5	1.15	.06	6	1.55	.08	4
H β	2.41	.13	5	2.36	.15	4	2.72	.14	4	2.25	.27	2

Таблица 3 (продолжение)

λ	(49) ζ Her			(50) $+66^{\circ}1281$			(51) 51 Peg			(52) 26 Dra		
	W_{λ}	ΔW_{λ}	n	W_{λ}	ΔW_{λ}	n	W_{λ}	ΔW_{λ}	n	W_{λ}	ΔW_{λ}	n
3998	0.59	± 0.12	2	0.51		1				0.63		1
4005	.97	.24	2	.97	± 0.16	2				.51	± 0.06	2
4031—34	1.52	.09	6	1.33	.05	2	1.22	± 0.07	3	.91	.05	3
4046	1.32	.11	7	1.11	.06	3	0.92	.06	5	.84	.20	3
4064	0.98	.09	7	0.68	.04	3	.86	.06	6	1.08	.25	2
4072	.72	.07	7	.76	.02	3	.78	.05	6	0.59	.09	3
4078	1.15	.10	7	.80	.37	2	.90	.07	7	.53	.13	2
H _{δ}	2.83	.27	5	2.22	.17	3	2.20	.17	6	3.04	.32	2
4144	0.86	.06	7	0.76	.18	3	0.80	.08	7	0.51	.05	3
4172	.88	.07	6	.77	.19	2	.80	.11	5	.86	.25	2
4216	.58	.09	7	.46	.07	3	.47	.03	7	.27	.03	3
4227	1.62	.06	7	1.69	.08	3	1.25	.07	8	1.06	.15	4
4260	0.98	.10	6	1.09	.08	3	0.90	.04	6	0.95	.03	3
4272	1.05	.10	5	1.08	.06	3	1.10	.09	8	1.06	.15	3
4325	1.66	.16	6	1.27	.03	3	1.36	.07	8	1.28	.18	6
H _{γ}	2.82	.16	6	2.54	.52	3	2.12	.12	7	2.91	.16	5
4353	0.95	.11	6	0.66	.04	3	0.78	.05	8	0.92	.07	6
4384	1.33	.07	4	1.57	.05	3	1.49	.04	7	1.52	.07	6
H _{β}	2.32	.34	4	1.75	.17	3	1.73	.11	3	2.66	.15	4

λ	(53) ϵ Boo			(54) 15 Sge			(55) α Aur			(56) η CrB		
	W_{λ}	ΔW_{λ}	n	W_{λ}	ΔW_{λ}	n	W_{λ}	ΔW_{λ}	n	W_{λ}	ΔW_{λ}	n
3998	0.48	± 0.02	3	0.56	± 0.06	3	0.84	± 0.05	4	0.40	± 0.04	2
4005	.62	.02	3	.68	.05	4	.62	.06	7	.50	.02	2
4031—34	1.36	.12	3	1.06	.03	4	.95	.09	8	.68	.08	2
4046	1.13	.12	5	1.07	.11	4	1.00	.09	8	.86	.10	3
4064	0.92	.02	5	0.78	.11	4	0.90	.03	6	.76	.17	3
4072	.70	.05	5	.71	.09	4	.74	.08	4	.58	.07	3
4078	.94	.06	5	1.11	.11	3	1.24	.10	7	1.06	.17	3
4085										0.56	.07	2
H _{δ}	2.39	.13	5	3.02	.09	4	2.41	.12	8	2.52	.07	3
4144	0.70	.05	5	0.71	.03	4	.79	.06	7	0.55	.10	3
4172	.74	.09	5	.93	.05	3				.73	.04	3
4216	.60	.06	4	.59	.04	4	.77	.06	6	.36	.00	3
4227	1.44	.07	5	1.29	.10	4	1.25	.07	8	1.17	.05	3
4251				0.85	.11	2				0.55	.01	3
4230	0.88	.08	5	.99	.12	3	0.77	.07	4	.72	.06	4
4272	1.38	.11	4	1.08	.12	3	1.08	.10	4	.95	.04	4
4325	1.35	.08	6	1.41	.14	4	1.41	.20	5	1.54	.16	4
H _{γ}	2.18	.15	4	2.90	.12	5	2.28	.14	5	2.94	.19	5
4353	0.78	.03	5	0.81	.11	5	0.74	.05	5	0.86	.08	4
4384	1.52	.14	6	1.67	.13	4	1.41	.10	5	1.23	.17	3
H _{β}	1.66	.37	3	2.56	.17	6	1.91	.08	4	2.70	.17	6

Таблица 3 (продолжение)

λ	(57) +41°328			(58) 85 Peg			(59) +46°1551			(60) +16°3752		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
3998	0.49	± 0.05	5	0.79	± 0.09	5	0.59	± 0.06	3			
4005	.62	.08	5	1.04	.09	5	.62	.12	3			
4031—34	.90	.07	6	1.49	.08	5	1.36	.25	4	1.22	± 0.18	3
4046	1.09	.06	5	1.53	.12	5	1.13	.16	4	1.09	.18	3
4064	0.84	.06	5	1.27	.09	5	.86	.06	4	0.97	.05	4
4072	.70	.04	5	0.90	.08	5	.57	.03	4	.70	.07	4
4078	1.31	.14	6	1.15	.05	5	.94	.10	4	.88	.05	3
4085	0.52	.07	4				.63	.04	4	.54	.08	4
H _{δ}	2.65	.22	5	3.10	.21	5	3.43	.34	4	1.47	.07	5
4144	0.76	.09	5	0.99	.07	5	0.82	.05	4	0.71	.06	5
4172	.84	.12	4	.87	.14	5	.92	.11	3			
4216	.60	.07	6	.67	.11	4	.45	.05	4	.58	.09	6
4227	1.22	.05	6	2.00	.10	6	1.47	.19	4	1.45	.17	6
4251	0.67	.05	4	0.99	.17	5	0.74	.03	4	0.78	.04	6
4260	.88	.11	5	1.64	.26	6	.90	.08	4	.90	.04	7
4272	1.14	.03	3	1.55	.13	6	.87	.03	4	1.16	.08	6
4325	1.58	.09	4	2.02	.28	4	1.30	.07	5	1.47	.08	7
H _{γ}	2.20	.28	5	2.54	.12	4	2.48	.06	4	1.66	.07	7
4353				1.14	.11	4	0.78	.04	6	0.93	.07	7
4384	1.55	.17	5	1.84	.10	4	1.36	.06	6	1.76	.12	7
4405										1.12	.06	7
4668										0.96	.09	6
H _{β}	1.76	.16	5	2.79	.28	4	1.84	.12	3	2.09	.22	6

λ	(61) μ Cas			(62) μ Her			(63) τ Cet			(64) —0°3300		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
4031—34	1.12	± 0.12	4	1.76	± 0.07	9				2.85	± 0.10	2
4046	1.43	.17	4	1.45	.06	9				1.38	.13	3
4064	1.00	.06	4	1.11	.05	11				1.30	.18	3
4072	0.83	.06	4	0.85	.05	10				0.98	.05	3
4078	.85	.13	4	1.15	.05	11				.89	.05	3
4085	.54	.03	4	0.65	.03	11				.63	.10	3
H _{δ}	1.23	.13	5	1.46	.14	6	0.88		1	1.49	.29	5
4144	0.88	.07	6	1.02	.05	11	1.26		1	0.91	.05	5
4216	.55	.01	3	0.90	.06	7	0.47		1	.70	.12	5
4227	1.32	.11	6	1.63	.09	11	1.54		1	1.74	.07	5
4251	0.96	.10	6	0.92	.08	8	0.71		1	1.16	.11	6
4260	.90	.08	6	1.20	.05	8	.78		1	1.18	.09	6
4272	1.26	.12	5	1.58	.13	8	.88		1	1.44	.10	6
4325	1.53	.15	5	1.90	.07	12	1.93	± 0.09	5	1.72	.14	6
H _{γ}	1.41	.10	6	1.64	.12	5	1.66	.15	6	1.96	.09	6
4353	0.86	.15	4	1.02	.06	10	1.04	.08	5	1.12	.10	6
4384	1.44	.17	4	1.76	.08	11	2.11	.18	5	1.90	.14	6
4405	1.10	.20	5	1.34	.08	8	1.43	.12	6	1.29	.12	6
4668	0.74		1	1.42	.22	3	0.50	.07	6	0.94	.09	2
H _{β}	1.55	.14	5	1.71	.04	3	1.77	.25	5	1.80	.14	6

Таблица 3 (продолжение)

λ	(65) 61 UMa			(66) ξ Boo			(67) β Aql			(68) 31 Aql		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
4031—34	1.25	± 0.04	2	1.21	± 0.07	6	1.84	± 0.09	4	1.20	± 0.04	3
4046	1.50	.13	4	1.65	.06	6	1.60	.09	6	1.24	.12	3
4064	1.17	.14	4	1.40	.08	5	1.40	.09	8	0.81	.09	4
4072	0.90	.08	3	1.02	.02	6	0.98	.06	7	.77	.04	4
4078	.79	.02	3	1.00	.08	6	1.29	.05	9	1.01	.06	4
4083	.66	.10	3	0.66	.09	5	0.74	.04	8	0.43	.02	4
H _{δ}	1.27	.07	5	1.22	.07	6	1.24	.09	7	1.66	.16	4
4144	1.15	.10	5	1.15	.03	6	1.30	.05	9	1.02	.09	6
4216	0.78	.07	5	0.61	.06	6	0.93	.07	8	0.90	.15	5
4227	1.76	.11	4	2.04	.10	6	2.00	.05	7	1.77	.18	6
4251	0.92	.06	5	1.08	.10	6	1.14	.06	5	0.92	.07	7
4260	1.13	.05	5	0.61	.07	6	1.48	.08	8	.92	.07	5
4272	1.31	.04	4	.98	.06	6	1.53	.10	8	1.33	.06	6
4325	1.72	.09	7	1.00	.09	6	2.04	.11	7	1.71	.10	7
H _{γ}	1.48	.02	4	1.39	.04	3	1.59	.06	5	1.80	.10	4
4353	0.80	.06	7	0.84	.09	5	0.99	.10	5	0.85	.05	6
4384	1.87	.08	7	1.90	.10	6	1.97	.11	6	1.65	.05	7
4405	1.37	.12	8				1.57	.09	6	1.15	.05	7
4668	0.76	.08	9	1.04	.04	3	1.03	.06	3	1.18	.08	7
H _{β}	1.68	.14	7	1.91	.43	3	1.08	.10	3	1.66	.09	7

λ	(69) 70 Oph			(70) +28°4704			(71) +63°238			(72) +19°2881		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
4031—34	2.16	± 0.44	3	1.89	± 0.19	2	1.41	± 0.12	3			
4046	2.00	.13	3	1.89	.11	2	1.73	.14	3			
4064	1.69	.15	4	1.60	.37	2	1.34	.05	3			
4072	1.41	.14	4	1.00	.03	3	0.97	.10	3			
4078	1.45	.26	4	1.10	.16	3	1.01	.03	3			
H _{δ}	1.34	.12	4	1.37	.11	3	1.21	.07	4	1.31	± 0.12	2
4144	1.80	.17	4	1.07	.04	3	1.12	.08	5	1.55	.27	2
4216	1.09	.10	4	0.66	.07	3	0.66	.03	5	0.88	.13	3
4227	2.74	.33	4	2.15	.15	3	2.11	.05	5	2.30	.40	3
4251	1.52	.08	4	0.75		1	1.05	.08	4	1.10	.08	2
4260	1.59	.07	5	1.45	.19	3	1.16	.06	5	1.24	.12	3
4272	2.45	.22	5	1.38	.10	3	1.71	.06	5	1.55	.10	3
4325	2.42	.05	6	2.19	.12	3	1.86	.10	6	1.71	.29	4
4353	1.20	.07	6	1.02	.19	3	0.83	.05	6	0.93	.08	5
4384	2.61	.05	6	1.81	.18	2	1.97	.10	6	2.48	.23	5
4405	2.13	.06	6	1.63	.21	3	1.50	.12	6	1.78	.12	5
4668	1.61	.18	7	0.80		1	0.90	.11	5	1.08	.05	5
H _{β}	1.84	.16	6	2.30	.16	3	1.55	.09	5	1.44	.13	5

Таблица 3 (продолжение)

λ	(73) ε Dra			(74) η Ser			(75) η Cep			(76) β Gem		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
4031—34	1.74	± 0.11	7				1.85	± 0.07	6	1.71	± 0.08	7
4046	1.89	.09	7	1.48	± 0.33	2	1.79	.10	6	1.66	.06	7
4064	1.47	.12	7	1.33	.15	3	1.27	.04	6	1.25	.07	7
4072	1.06	.06	7	0.94	.11	5	1.02	.09	6	0.92	.05	7
4078	0.93	.09	7	1.57	.12	5	1.23	.07	6	1.21	.05	7
H δ	.95	.10	7	1.26	.08	6	1.25	.05	4	1.02	.07	4
4144	.97	.06	7	1.60	.12	6	1.35	.11	6	1.52	.06	7
4216	.48	.04	7	1.32	.09	6	1.12	.12	4	1.21	.05	9
4227	2.00	.12	7	2.52	.18	6	2.16	.08	5	1.90	.09	8
4251	0.92	.03	7				1.19	.03	4	1.15	.07	7
4260	1.10	.07	7	1.46	.07	6	1.19	.10	5	1.14	.04	9
4272	1.43	.10	7	1.90	.09	6	1.71	.05	5	1.67	.09	9
4325	1.64	.10	8	2.08	.14	6	1.92	.13	6	1.74	.07	11
4353	0.93	.11	7	1.05	.08	6	1.07	.10	4	0.91	.04	10
4384	2.13	.10	8	2.11	.13	6	2.05	.06	3	2.00	.10	11
4405	1.50	.12	8	1.38	.11	6	1.30	.09	3	1.52	.09	11
4668	0.64	.10	6	1.28	.04	3	0.72	.00	2	0.94	.07	9
H β	1.23	.14	4	1.91	.26	3	1.15	.13	2	1.04	.12	7

λ	(77) γ Cep			(78) α Boo			(79) $+56^\circ 2966$			(80) $\delta 1$ Cyg A		
	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n	W_λ	ΔW_λ	n
4031—34	2.59	± 0.30	5	2.27	± 0.12	5	3.48	± 0.25	4			
4046	2.01	.11	6	1.95	.16	5	3.16	.22	4	3.17	± 0.32	3
4064	1.48	.12	6	1.66	.06	5	2.68	.19	4	2.67	.24	3
4072	1.10	.05	7	0.93	.05	5	1.86	.13	4	2.31	.29	3
4078	1.46	.08	7	1.81	.11	6	1.97	.11	4	2.26	.84	3
H δ	1.32	.02	4	1.38	.02	3	1.44	.10	4	1.25	.15	3
4144	2.05	.17	8	2.16	.09	6	2.14	.14	4	1.49	.08	4
4216	1.81	.12	6	1.32	.07	6	1.07	.18	4	2.18	.16	6
4227	2.55	.11	8	2.73	.12	6	4.05	.29	3	1.01	.05	6
4251	1.60	.07	7	2.12	.22	3	1.60	.16	4	6.05	.20	5
4260	1.70	.05	7	1.34	.07	5	1.68	.13	4	2.66	.17	5
4272	2.35	.11	7	1.84	.06	5	2.82	.20	3	1.74	.13	7
4325	2.35	.07	8	2.34	.11	6	2.24	.10	7	3.63	.22	7
4353	1.17	.09	6	1.28	.03	6	1.29	.09	9	2.31	.13	7
4384	2.56	.05	6	2.64	.20	8	2.84	.11	8	3.07	.08	7
4405	1.90	.11	6	1.65	.11	7	2.14	.13	8	2.50	.14	7
4668	1.26	.10	5	1.14	.10	5	1.12	.09	4	1.10	.15	6
H β	1.33	.11	5	1.46	.17	5	1.15	.12	4	0.92	.08	7

Таблица 3 (окончание)

λ	(81) α Tau			λ	(81) α Tau		
	W_λ	ΔW_λ	n		W_λ	ΔW_λ	n
4031—34	2.57	± 0.04	5	4251	1.69	± 0.10	5
4046	2.05	.06	5	4260	1.84	.10	8
4064	1.56	.06	6	4272	2.50	.10	8
4072	1.22	.02	6	4325	2.12	.10	8
4078	1.62	.05	6	4384	2.69	.11	7
H δ	1.58	.08	5	4405	2.24	.08	7
4144	1.91	.04	9	4668	1.42	.07	3
4216	1.40	.08	9	H β	1.17	.12	3
4227	5.06	.12	7				

Таблица 3а

№ звезды	W_λ	n	№ звезды	W_λ	n
1	8.92	2	17	9.81	4
2	8.11	6	23	10.90	2
3	5.91	3	25	10.64	3
4	6.60	2	26	8.50	3
6	5.85	3	34	10.54	2
7	7.72	3	35	10.35	4
9	8.36	8	41	11.11	6
12	8.37	2	42	12.46	2
13	7.06	2	49	10.33	4

роли, ибо для построения спектральной классификации важна лишь внутренняя сходимость, согласованность в значениях эквивалентных ширин для всего использованного материала. Эта же внутренняя сходимость характеризуется ошибками в определении W_λ , которые приведены в табл. 3. Кроме того, точность наших значений W_λ можно оценить в процессе самой классификации (см. далее).

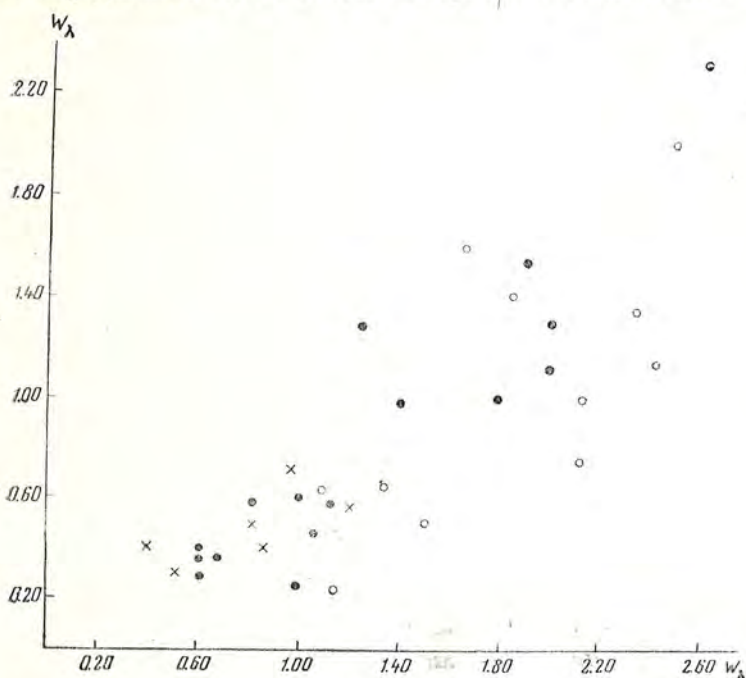
В заключение данного вопроса отметим, что для водородных линий определенные нами значения W_λ вполне удовлетворительно сходятся с некоторыми другими исследованиями (см., например, [11]).

§ 3. Количественная спектральная классификация

Почти все существующие спектральные классификации основаны на глазомерных оценках относительной интенсивности и вида линий, наблюдаемых в звездных спектрах. Примером такой качественной классифи-

кации, наиболее широко используемой в настоящее время, является классификация Моргана—Кинана (см. [12], а также [6], [7]). Однако во всех этих классификациях имеется ряд существенных недостатков, к которым в первую очередь относится недостаточная точность в оценке класса.

Поэтому в последнее время все больше внимания обращается на создание количественной классификации, в которой спектральный класс определялся бы на основе измеренных эквивалентных ширин



Фиг. 1. Сравнение эквивалентных ширин, определенных с дисперсией 72 Å/mm (ось абсцисс), с эквивалентными ширинами, определенными с большей дисперсией:

Крестики — W_λ , взяты из работы [11]; точки — W_λ , взяты из работы [10], светлые кружки — W_λ , взяты из работы [9].

и их отношений. В одной из последних попыток этого рода [13] используются фотоэлектрические измерения для линии К и двух полос. Однако представляется желательным использовать для определения спектральных классов как можно больше линий. Изложение соответствующего метода и классификация, основанная на данных табл. 3, являются предметом данного раздела.

Применяемый в данной работе метод построения количественной спектральной классификации является методом последовательных приближений. Исходя из глазомерных спектральных классов, определенных в системе МК, и из данных табл. 3, мы строим для каждой линии зависимость между этим спектральным классом и определенной нами эквивалентной шириной W_λ . Построив для каждого такого графика*

* На котором отдельные точки имеют определенную дисперсию (см. далее).

сглаженную среднюю кривую, мы вновь используем те же величины W_λ и по сглаженным кривым определяем для каждой линии новый улучшенный спектральный класс звезды. Окончательный спектральный класс звезды в этом первом приближении мы находим, образовав среднее из всех оценок, относящихся к отдельным линиям.

Второе приближение получается подобным образом. Используя полученные в первом приближении окончательные спектральные классы, мы снова строим для каждой линии зависимость между этими классами и эквивалентной шириной W_λ и т. д. Если такого рода зависимости второго приближения имеют меньший разброс точек, чем соответственные зависимости первого приближения, то уже это показывает, что во втором приближении спектральные классы точнее, чем в первом приближении.

Однако при применении этого метода мы должны учесть эффект абсолютной величины, т. е. существование зависимости для каждого данного класса между величиной W_λ и абсолютной величиной звезды M_v .

Для некоторых линий влияние этого эффекта заведомо мало (по крайней мере в пределах колебаний величины M_v для звезд нашего списка), но для некоторых линий оно может исказить зависимость W_λ от спектрального класса. Выделению эффекта абсолютной величины способствует в нашей работе то, что абсолютные величины изучаемых звезд здесь уже известны, а не должны, как это обычно делается, выводиться из интенсивности линий в процессе классификации.

С целью выяснения, для каких линий нашего списка мы можем пренебрегать эффектом абсолютной величины, нами для всех обработанных линий металлов и водорода были специально построены зависимости W_λ от M_v для следующих спектральных интервалов: F0—F5, F6—F8, F9—G1, G2—G8 и K0—K5. Это разделение звезд на группы было продиктовано тем, что для каждого одного подкласса имеется недостаточное число звезд.

Внимательное изучение указанных зависимостей самыми различными способами показало, что для всех измеренных нами линий, за исключением линий $\lambda\lambda$ 4078 и 4216 Sr II, не имеется сколько-нибудь заметного эффекта абсолютной величины. Даже для двух указанных линий Sr II, которые как раз употребляются в качестве критерия светимости, зависимость W_λ от M_v выражена слабо.

Эти результаты обусловлены в основном тем, что, как указывалось во введении, подавляющее число звезд нашего списка — это ближайшие звезды-карлики классов светимости V и IV (см. табл. 1). В список входит всего четыре звезды класса светимости III. Поэтому диапазон величин M_v для каждого спектрального подкласса слишком мал для обнаружения ощутимого эффекта абсолютной величины. По-видимому, этот эффект можно было бы заметить лишь в том случае, если точность использованных значений W_λ превышала бы значительно (возможно на порядок) ту точность, которая характеризует наш материал.

В связи со сказанным, кривые зависимости W_λ от спектрального класса, предназначенные для классификации (и в первом и во втором приближениях), строились нами, считая, что за исключением двух линий Sr II, эффект абсолютной величины отсутствует. Это, естественно, облегчало задачу.

Как уже указывалось, в качестве исходных классов нами использованы классы в системе МК, причем при построении рассматриваемых зависимостей употреблялась сплошная нумерация подклассов, без пропусков. Известно, что в классификации Моргана—Кинана нет звезд некоторых подклассов, например G3, G4, G7, G9, F1. Уже сам процесс количественной классификации должен дать ответ, в какой мере это обстоятельство оправдано.

Зависимости W_λ от спектрального класса были построены сначала для всех линий табл. 2 (кроме, конечно, линий Sr II). Однако при этом оказалось, что для некоторых линий дисперсия точек на кривых слишком велика (из-за трудно учитываемого иногда влияния бленд и т. д.), а наклон кривой, дающей зависимость W_λ от спектра, мал. Ясно, что использование таких случаев неоправданно понизило бы точность классификации. Поэтому нами были отобраны наилучшие линии с длинами волн λ 4046, 4064, 4072, 4144, 4227, 4260, 4272, 4325, 4384, 4405, H_β , H_γ , H_δ , K (Ca II). Эти линии и были использованы для классификации.

Кроме зависимостей W_λ от спектрального класса, нами были использованы зависимости отношений W_λ двух линий от спектрального класса. А именно, были построены зависимости от спектрального класса для следующих отношений: $H_\beta : 4384$; $H_\beta : 4227$; $H_\gamma : 4325$; $H_\gamma : 4227$; $H_\delta : 4144$; $H_\delta : 4064$; $H_\delta : 4046$ и K (Ca II) : H_δ .

Рассмотрение всех графиков показало, что в смысле дисперсии точек вокруг средних кривых зависимости отношений W_λ от спектрального класса являются более уверенными, чем зависимости самих значений W_λ от спектрального класса.

Естественно, что при переходе от класса к классу меняются число и состав линий, могущих быть использованными для классификации. В табл. 4 приводятся соответствующие данные для спектральных классов. Значок $\times$ указывает, что данная линия в рассматриваемом диапазоне длин волн используется.

Учитывался наклон кривой, дающей зависимость W_λ или отношения W_λ от спектра. Если в каком-либо спектральном интервале этот наклон был слишком мал, то даже в том случае, если дисперсия точек на кривой являлась небольшой, линия (или отношение линий) в этом интервале не использовалась.

На основании построенных кривых, связывающих W_λ (или отношения W_λ) со спектральным классом, были определены для каждой звезды спектральные классы первого приближения по всем линиям (и отношениям) табл. 4. После этого были определены средние спектральные классы отдельно по линиям металлов, по линиям водорода и по отношениям. Так как три класса, полученные таким образом, не показали систе-

Таблица 4

λ	F0	F2	F4	F5	F6	F7	F8	F9	G0	G1	G2	G5	G8	K0	K1	K2	K3	K5
4046	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×		×
4064	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×		×
4072													×	×	×	×		×
4144					×		×		×	×	×	×	×	×	×	×	×	
4227	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×				
4260									×	×	×	×	×	×		×		
4272									×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
4325					×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
4384	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
4405												×	×	×	×	×	×	×
H_{β}	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
H_{γ}	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
H_{δ}	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$H_{\beta}/4384$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$H_{\beta}/4227$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
$H_{\gamma}/4325$				×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×				
$H_{\gamma}/4227$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			
$H_{\delta}/4144$			×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×
$H_{\delta}/4064$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×		×
$H_{\delta}/4046$	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×			×
K/H_{δ}	×	×	×	×	×	×		×										

матических различий, то для получения окончательного спектрального класса первого приближения бралось среднее из трех значений, конечно, с учетом весов, пропорциональных числу использованных линий.

На основе выведенных в первом приближении спектральных классов нами вновь были построены зависимости, связывающие величины W_{λ} и отношения W_{λ} с этими новыми классами, и вновь были определены спектральные классы в т о р о г о приближения. Так же как и в первом приближении, сначала были получены средние классы отдельно по всем линиям металлов, по всем линиям водорода и по всем тем же отношениям пар линий, как и в первом приближении. Наконец, по этим трем значениям были получены о к о н ч а т е л ь н ы е средние классы второго приближения.

В табл. 5 приведены результаты первого и второго приближений. В столбце 1 указан номер звезды в нашем общем списке, во 2-м — название звезды, в 3-м мы вновь (для сравнения) даем исходные спектральные классы в системе МК. Это, так сказать, наше нулевое приближение. В столбце 4 приведены окончательные средние спектральные классы первого, а в столбце 5 — второго приближений (определенные в обоих случаях по всем линиям и всем отношениям эквивалентных ширин). В столбце 5, кроме того, даны средние квадратичные ошибки, выраженные в долях одного подкласса. В столбце 6 дается число критериев, исполь-

Таблица 5

№ п/п	Название звезды или номер по BD	Sp (MK)	Sp первого приближения	Sp средний второго приближения	Число кри-териев	Sp второго приближения по отношению	Число кри-териев	M_v	C_{12}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	δ Aql	F0 IV—V	F1.2	F1.3±0.3	11	F1.2±0.1	5	2.31	0.32±0.01
2	τ Cyg	F0 IV	F1.9	F2.2 0.2	13	F2.5 0.3	6	2.08	0.40 4
3	γ And	F0 V	A9.1	F0.7 0.6	13	A9.5 0.5	6	2.81	
4	γ Vir	F0 V	F3	F3.1 0.5	12	F2.7 0.5	6	2.79	0.35 0
5	ρ Gem	F0 V	A9.9	F0.8 0.6	10	A9.6 0.7	5	3.04	0.31 0
6	δ Gem	F2 IV—V	F0.8	F1.5 0.4	13	F1.2 0.5	6	2.41	0.35 1
7	β Cas	F2 IV	F2.5	F2.7 0.3	13	F2.6 0.2	6	1.55	0.34 1
8	σ Boo	F2 V	F1.3	F1.7 0.3	12	F1.7 0.3	6	3.48	0.34 1
9	θ Cyg	F4 V	F3.3	F3.6 0.3	15	F3.8 0.3	7	3.57	0.39 0
10	17 Cyg	F5 V	F5.8	F5.9 0.4	15	F5.7 0.3	7	3.34	0.47 1
11	α CMi	F5 IV	F4.7	F4.5 0.5	13	F4.4 0.2	6	2.65	
12	ι Peg	F5 V	F4.6	F4.5 0.3	15	F4.6 0.2	7	3.11	0.43 0
13	10 UMa	F5 V	F4.9	F4.7 0.3	15	F5.0 0.3	7	3.19	0.43 1
14	μ Vir	F5 IV	F4.4	F4.3 0.5	13	F4.2 0.6	7	1.99	0.37 1
15	42 Com	F5 V	F6.6	F6.5 0.5	15	F5.4 0.4	7	3.13	0.43
16	τ ¹ Hya	F6 V	F6.2	F6.3 0.5	16	F5.7 0.2	7	3.68	0.46 2
17	γ Ser	F6 V	F6.7	F6.8 0.4	16	F6.9 0.3	7	3.04	0.47 0
18	19 Dra	F6 V	F6.2	F6.3 0.4	15	F6.0 0.4	7	4.04	0.47 0
19	μ ¹ Cyg	F6 V	F5.5	F5.2 0.4	15	F5.8 0.2	6	2.74	0.45
20	π ³ Ori	F6 V	F5.5	F6.5 0.2	16	F5.5 0.2	7	3.68	0.45 2
21	χ Cnc	F6 V	F5.3	F4.5 0.8	8	F4.8 0.4	3	4.04	0.46 0
22	ι Psc	F7 V	F6.2	F6.2 0.3	17	F6.3 0.2	7	3.16	
23	θ Per	F7 V	F6.2	F6.3 0.3	17	F6.7 0.2	8	3.55	0.48
24	99 Her	F7 V	F7.2	F7.1 0.2	16	F7.4 0.1	7	3.36	0.51 1
25	δ Equ	F7 V	F6.1	F7.3 0.6	17	F6.6 0.3	8	3.08	0.50 1
26	θ Boo	F7 V	F6.4	F6.2 0.2	17	F6.6 0.1	8	3.17	0.49 1
27	τ Boo	F7 V	F6.4	F6.3 0.3	16	F5.9 0.3	7	3.26	0.48 0
28	χ Dra	F7 V	F7.3	F7.3 0.2	16	F7.1 0.1	7	3.96	0.50 1
29	ν And	F8 V	F7.4	F7.5 0.2	16	F7.5 0.2	7	3.04	0.54 1
30	13 Cet	F8 V	F8.6	F8.7 0.5	11	F8.4 0.5	4	4.02	0.55 0
31	β Vir	F8 V	F9.7	F9.8 0.4	17	F9.2 0.3	7	3.60	0.54 1
32	36 UMa	F8 V	F8.8	F9.4 0.2	16	F9.0 0.1	7	4.34	0.51 0
33	111 Tau	F8 V	F7.8	F7.8 0.2	17	F7.9 0.2	7	4.02	0.54 2
34	χ Her	F9 V	F7.8	F7.8 0.4	18	F8.3 0.2	8	3.37	0.55 1
35	ι Per	G0 V	F9.4	F9.3 0.4	18	F9.7 0.2	8	3.67	0.59 0
36	λ Aur	G0 V	G1.6	G1.6 0.4	18	G0.5 0.2	7	3.82	0.64
37	59 Vir	G0 V	G0.4	G0.2 0.3	18	G0.3 0.2	7	4.60	0.57 0
38	β Com	G0 V	G0.8	G1.6 0.6	15	F9.8 0.3	7	4.63	0.56 1
39	ψ ⁵ Aur	G0 V	F8.8	F9.0 0.4	18	F9.1 0.4	7	4.44	0.56 1
40	χ ¹ Ori	G0 V	G0.9	G1.0 0.2	18	G1.1 0.1	7	4.43	0.60 1
41	η Boo	G0 IV	F9.9	F9.9 0.4	19	F9.2 0.2	8	2.75	0.58 1
42	ξ UMa A	G0 V	G0.8	G0.6 0.5	18	F9.9 0.3	8	4.42	0.58
43	η Cas	G0 V	G0.4	G0.1 0.3	17	G0.1 0.3	7	4.72	0.58 1
44	λ Ser	G0 V	G0.2	G0.2 0.3	17	G0.3 0.2	7	4.22	0.60 0
45	β CVn	G0 V	F9.8	G0.0 0.2	17	F9.9 0.2	7	4.45	0.57 1

Таблица 5 (окончание)

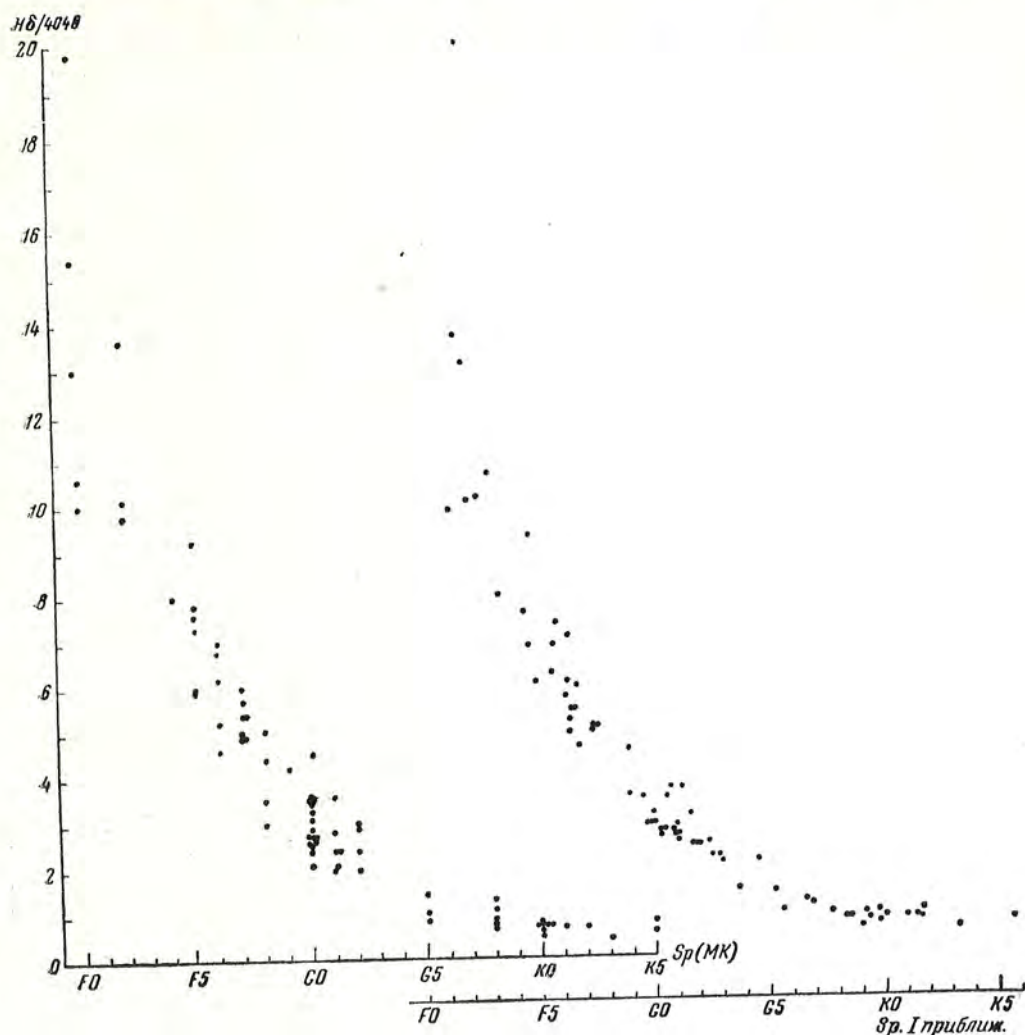
№ п.п.	Название звезды или номер по BD	Sp (МК)	Sp первого приближения	Sp средний второго приближения	Число кри-териев	Sp второго приближения по отношению	Число кри-териев	M_v	C_{12}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
46	72 Her	G0 V	G1 I	G1.0±0.3	16	G0.8±0.3	7	4.60	0.62±0.00
47	+32°3267	G0 V	G0.2	G0.3 0.3	18	G0.1 0.3	7	3.97	0.60 0
48	47 UMa	G0 V	G0.9	G0.9 0.3	18	G0.3 0.3	7	4.39	0.60 1
49	ζ Her	G0 IV	G2.4	G2.8 0.4	19	G1.4 0.3	8	3.03	0.64 0
50	+66°1281	G1	G2.8	G3.1 0.4	17	G2.6 0.6	7	5.02	0.59 1
51	51 Peg	G1	G1.7	G2.4 0.4	18	G2.3 0.3	7	4.80	0.67 0
52	26 Dra	G1 V	G0.6	G0.2 0.5	18	F9.6 0.4	7	4.27	0.61 1
53	ι Boo	G1	G2.7	G2.8 0.4	17	G2.6 0.4	7	4.70	0.62
54	α Sge	G1	G0.9	G0.8 0.3	16	G0.1 0.3	7	4.68	0.59 2
55	α Aur	G1	G1.8	G2.0 0.3	19	G1.8 0.2	7	-0.42	
56	η CrB	G2 V	F9.6	F9.9 0.3	17	F9.9 0.3	7	3.98	0.56
57	+41°328	G2 V	G2.3	G2.4 0.4	18	G1.9 0.4	7	4.64	0.61 0
58	85 Peg	G2 V	G4.4	G4.8 0.8	18	G2.5 0.2	7	5.43	0.66 1
59	+46°1551	G2 V	G1.5	G1.4 0.3	18	G1.1 0.4	7	4.21	0.61 2
60	+16°3752	G5	G3.6	G3.8 0.4	20	G3.9 0.4	7	4.91	0.71 1
61	μ Cas	G5 Vp	G5.5	G6.1 0.5	20	G6.1 0.4	7	5.80	0.69 0
62	μ Her	G5 IV	G6.7	G6.6 0.2	20	G5.7 0.2	7	3.56	0.77 1
63	τ Cet	G8 Vp	G7.9	G7.7 0.5	8	G6.9 0.6	3	5.70	0.73
64	-0°3300	G8 IV—V	G6.5	G6.3 0.3	20	G5.3 0.3	7	3.83	0.72 0
65	61 UMa	G8 V	G7.6	G7.3 0.3	19	G7.3 0.4	6	5.55	0.71 1
66	ξ Boo	G8 V	G8.3	G8.4 0.4	20	G7.6 0.6	7	5.37	0.78 2
67	β Aql	G8 IV	G9.7	G9.0 0.4	20	G8.6 0.8	7	3.02	0.86 1
68	31 Aql	G8 IV	G5.1	G5.1 0.4	20	G4.9 0.3	7	3.98	0.76 0
69	70 Oph	K0 V	K0.9	K0.6 0.4	17	K0.0 0.5	5	5.41	0.87 1
70	+28°4704	K0 V	G8.3	G8.3 0.6	17	G7.9 1.3	4	5.32	0.75 1
71	+63°238	K0 V	G9.2	G8.5 0.2	17	G8.0 0.9	5	5.85	0.81 1
72	+19°2881	K0	G9.9	K0.0 0.7	13	G9.9 0.2	3	5.69	0.83
73	σ Dra	K0 V	G8.9	G9.9 0.7	17	K1.4 1.2	5	5.94	0.80 0
74	η Ser	K0 III—IV	G9.1	G8.8 0.4	17	G7.9 0.3	5	1.82	0.96 1
75	η Cep	K0 IV	G9.9	G9.4 0.3	17	G9.7 0.5	5	2.66	0.92 0
76	β Gem	K0 III	G9.7	G9.7 0.6	16	K0.8 0.3	5	1.01	
77	γ Cep	K1 IV	K1.4	K0.0 0.3	17	K1.1 0.5	5	2.24	1.03 1
78	α Boo	K2 III	K1.3	K0.6 0.4	16	K1.1 0.4	5	-0.28	
79	+56°2966	K3 V	K3.4	K3.0 0.5	18	K4.1 0.7	5	6.48	1.00 1
80	61 Cyg A	K5 V	K5.5	K4.6 0.3	18	K4.1 0.7	5	7.91	1.22 3
81	α Tau	K5 III	K1.6	K1.2 0.5	17	K0.1 1.0	4	-0.81	1.55

зованных для определения класса. Значение столбцов 7 и 8 будет пояснено в конце статьи.

В столбце 9 приведены значения абсолютной величины M_v , взятые из [5] и являющиеся средними значениями абсолютной величины, полученными по нескольким каталогам, в системе Джонсона—Моргана. В столбце 10 приведен показатель цвета, относящийся к видимой области

спектра C_{12} , взятый из [5] и также являющийся средним значением, основанным на нескольких каталогах.

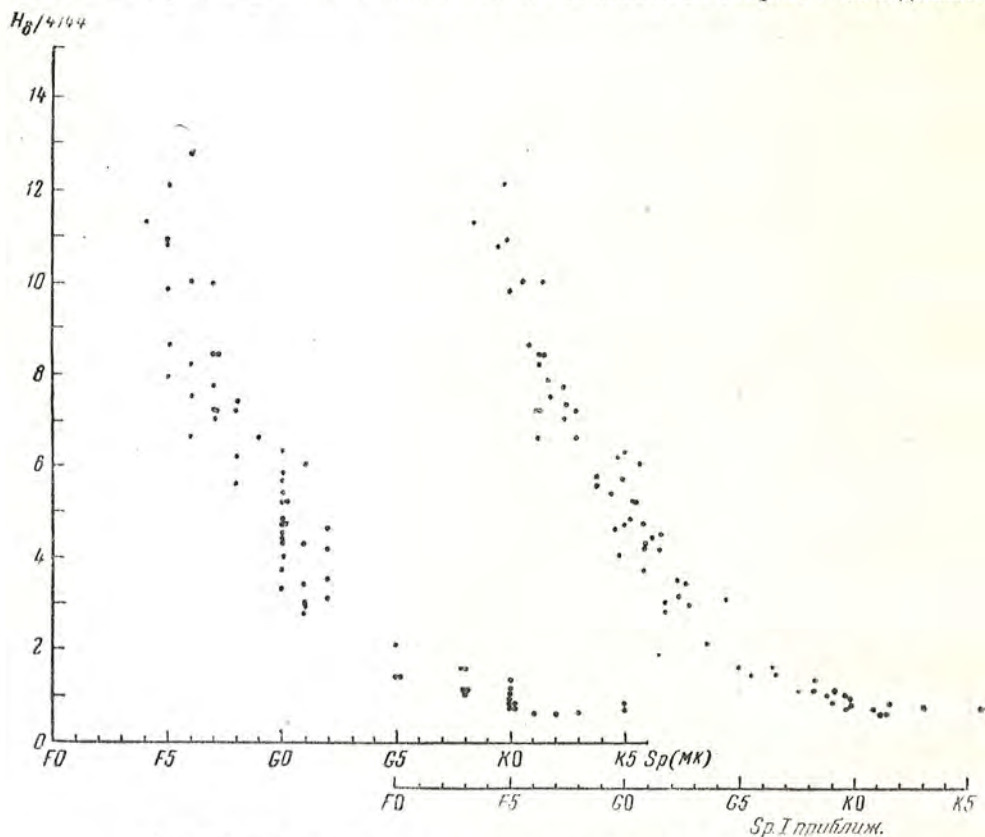
Из данных табл. 5 видно, что ошибки определения классов во втором приближении малы. Однако, естественно, наибольший интерес вызывают



Фиг. 2а. Зависимость отношения эквивалентных ширин линий $H\delta$ и $\lambda 4046$ Fe I от спектрального класса. Левая зависимость построена по исходным классам, правая по классам первого приближения.

следующие два вопроса: 1) в какой мере применение метода последовательных приближений улучшает внутреннюю сходимость как используемых данных по эквивалентным ширинам, так и спектральных классов, получаемых по отдельным линиям; 2) какова сравнительная точность определенных нами классов и классов, находимых в той же системе обычным методом глазомерных оценок.

Обратимся к первому вопросу. Чтобы показать, в какой мере увеличивается внутренняя сходимость отдельных точек на кривых, явившихся исходными для получения спектральных классов в первом и во втором приближениях, мы в виде примера приводим фиг. 2а, 2б и 2в. Каждая фигура дает зависимость между отношением эквивалентных ширин двух линий и спектральными классами. Левые зависимости на этих фигурах дают связь между измеренным отношением эквивалентных ширин и исходными



Фиг. 2б. То же, что и на рис. 2а, но для линий H_{δ} и $\lambda\ 4144\ Fe\ I$

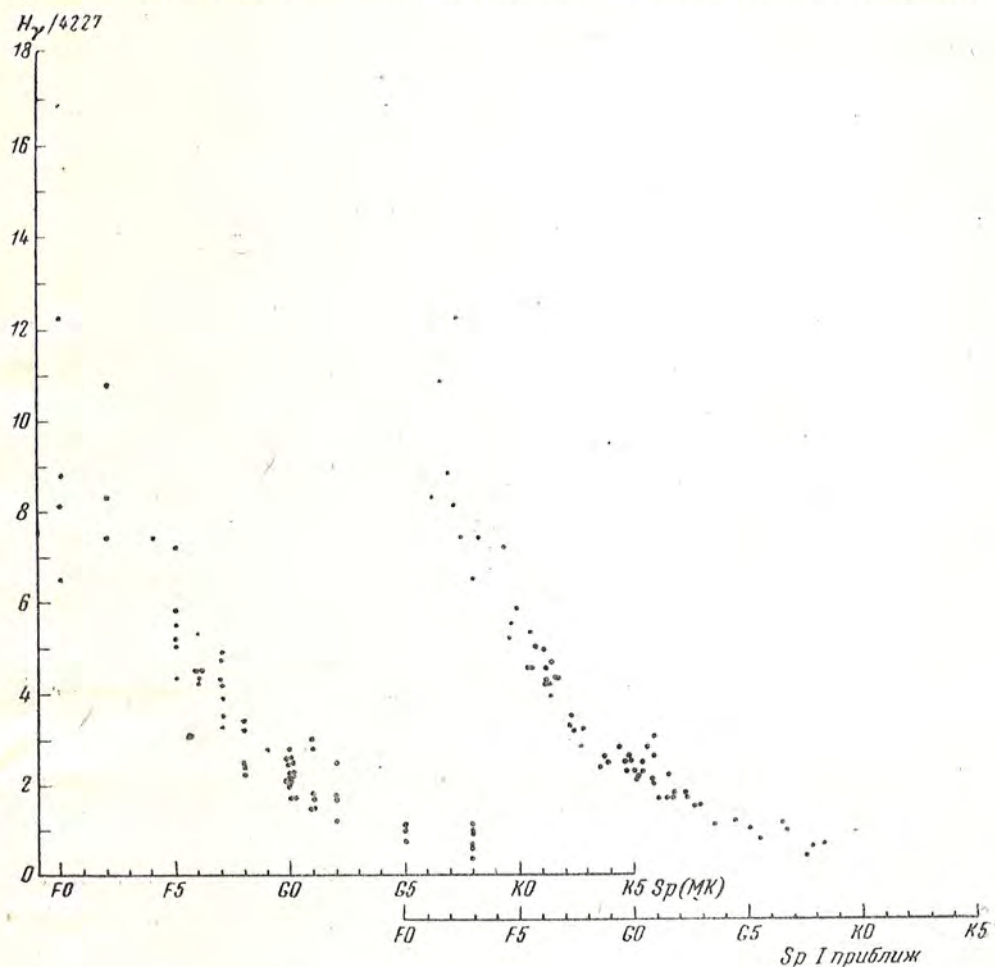
спектральными классами, правые зависимости дают те же отношения W_{λ} , но в зависимости уже от спектральных классов первого приближения. Для этих фигур нами специально взяты отношения, ибо по ряду соображений и по нашим материалам отношение эквивалентных ширин линий водорода и металлов является более уверенным критерием спектрального класса, чем сами эквивалентные ширины.

При рассмотрении фиг. 2а, 2б и 2в видно, что действительно использование первого приближения заметно уменьшает дисперсию точек на получаемых кривых.

Далее, на фиг. 3 слева мы даем сравнение исходных спектральных классов (ось абсцисс) с классами, определенными нами во втором приближении (ось ординат). Дисперсия точек на этом графике обусловлена практически целиком ошибками в спектральных классах, определенных

на основании глазомерных оценок. В частности, если мы построим подобный же график, но по оси абсцисс будем откладывать классы, определенные в первом приближении (фиг. 3, справа), то рассеяние точек станет весьма малым.

Для того чтобы продемонстрировать хорошую внутреннюю сходимость классов, определяемых во втором приближении (особенно хорошую

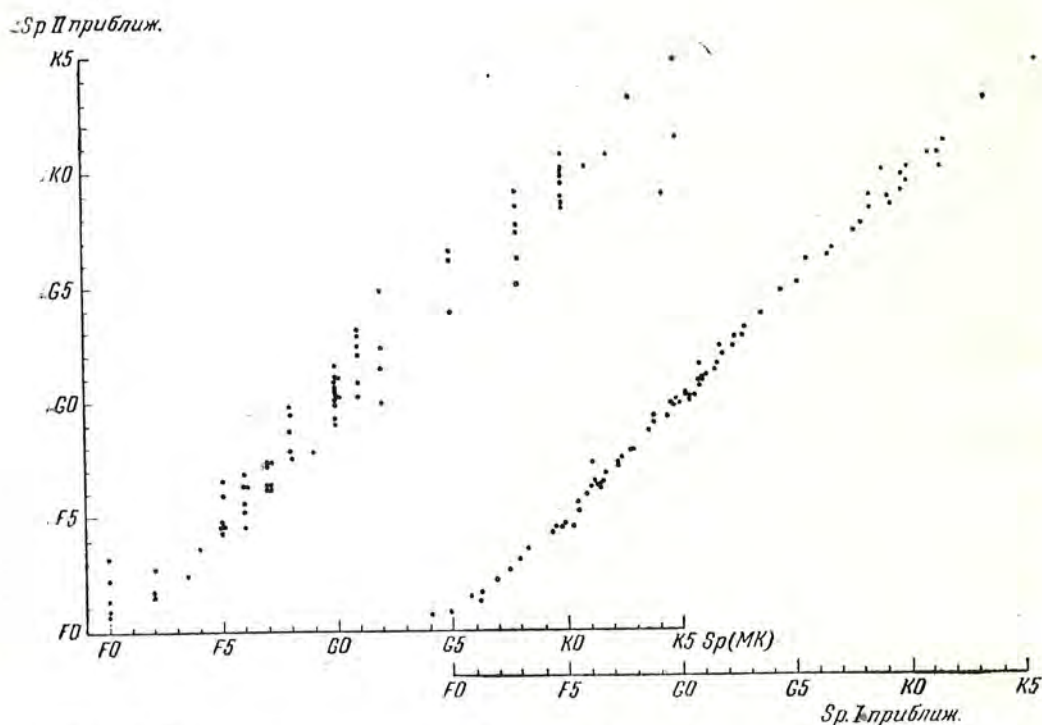


Фиг. 2в. То же, что и на рис. 2а, но для линий H_{γ} и $\lambda\ 4227\ Ca\ I$.

по отношению эквивалентных ширин, см. конец статьи), мы в табл. 6 даем выдержку из таблиц, составившихся в процессе классификации.

Ясно, что все это может быть результатом только того, что определенные нами новые «количественные» классы являются гораздо более точными, чем те классы, которые основаны на глазомерных оценках. Действительно, при применении метода последовательных приближений, мы не изменяли эквивалентных ширин (и, следовательно, их отношений), а поэтому увеличение сходимости может быть результатом только уточнения классов.

То, что определенные нами количественные спектральные классы являются значительно более точными, чем исходные, можно заключить и из рассмотрения кривой, связывающей спектр и показатель цвета. Такая кривая имеет, естественно, и большое самостоятельное значение, ибо связывает две физические характеристики звезды. На фиг. 4 представлены две такие кривые. При построении левой зависимости использованы



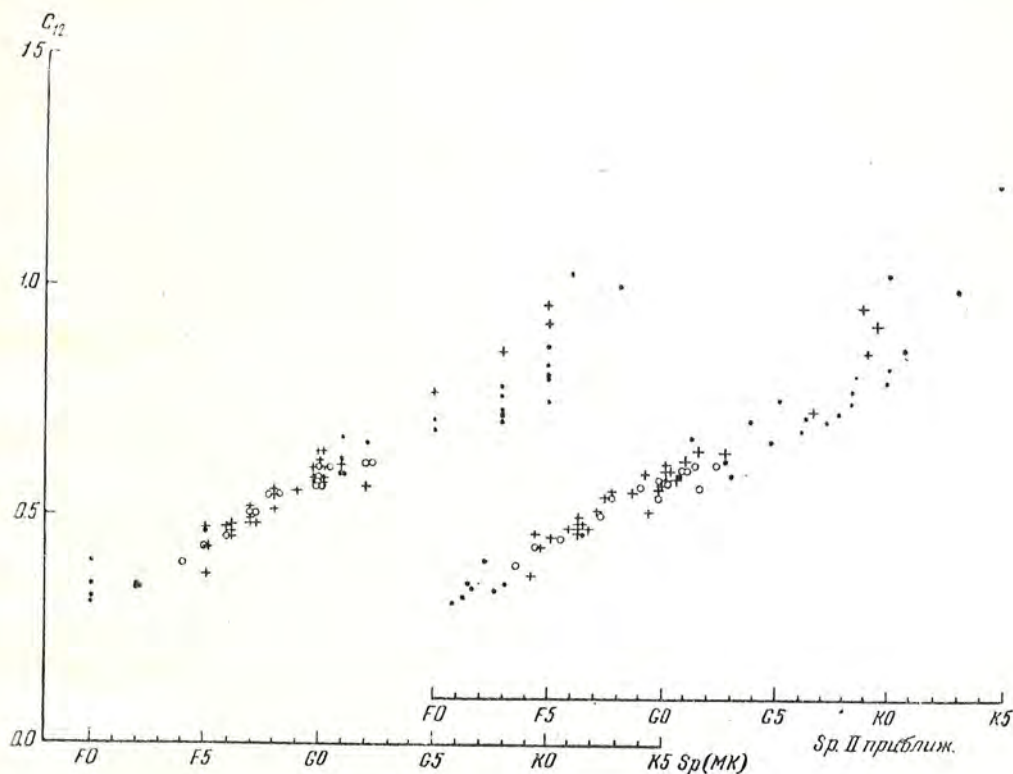
Фиг. 3. Сопоставление второго приближения (ось ординат) с исходными классами (левая зависимость) и с классами первого приближения (правая зависимость).

исходные классы (по глазомерным оценкам), при построении правой — классы из второго приближения. Крестиками отмечены звезды со слабыми линиями, кружками — с сильными линиями. Мы видим, что и здесь количественные классы дают лучшие результаты, чем классы, полученные по глазомерным оценкам. Эти графики особенно важны потому, что они, например, не связаны с фиг. 2а—2в, табл. 6 и т. д., а поэтому совершенно независимо подтверждают, что нами получены значительно более точные классы, чем исходные.

Фиг. 4 указывает, что вообще при использовании достаточно точных спектральных классов связь между спектральным классом и показателем цвета является для главной последовательности весьма тесной, гораздо более тесной, чем это считалось ранее.

Прежде чем переходить к обсуждению диаграммы Герцшпрунга—Рессела, построенной по нашим новым спектральным классам, сделаем некоторые выводы из только что обсужденного материала. Первый из

них состоит в том, что обычно используемые спектральные классы, основанные на глазомерных оценках, содержат часто заметные ошибки, достигающие иногда до двух подклассов, и что, следовательно, для задач, требующих большой точности, необходимо использовать «количественные» спектральные классы. Второй вывод состоит в том, что определенные нами во втором приближении спектральные классы могут быть исполь-



Фиг. 4. Диаграмма спектр—цвет.

По оси ординат отложены показатели цвета C_{12} согласно [5]. Левая кривая построена по исходным классам, правая — по классам второго приближения: крестинки — w; светлые кружки — s.

зованы как некоторые достаточно точные «стандарты». Насколько нам известно, других таких «стандартов» никто не опубликовывал.

Наконец, необходимо отметить и следующее обстоятельство. Как уже нами указывалось, в исходной классификации МК некоторых подклассов вообще нет, что ясно видно, например, из фиг. 3 и 4. Наши результаты (табл. 5 и те же фиг. 3 и 4) указывают, что это в значительной мере обусловлено неточностями в глазомерной классификации. Спектры, полученные во втором (и в первом) приближении, заполняют спектральную последовательность гораздо более равномерно. Однако вопрос о том, в какой степени эта равномерность является полной, требует привлечения большего числа звезд.

Перейдем теперь к рассмотрению диаграммы спектр—светимость. Эта диаграмма построена на фиг. 5 для всех звезд нашего списка. По оси

Таблица 6

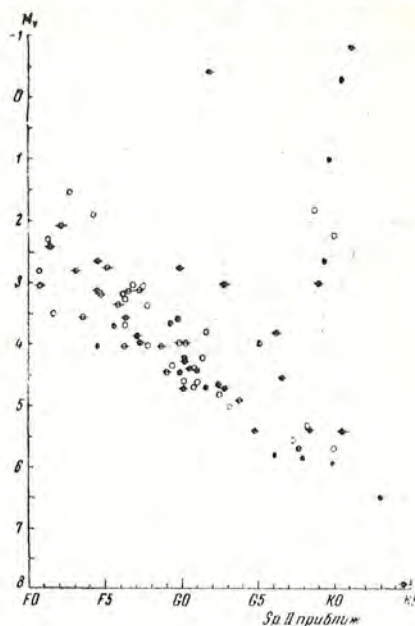
Название звезд	$\lambda 4046$	$\lambda 4064$	$\lambda 4072$	$\lambda 4144$	$\lambda 4227$	$\lambda 4260$	$\lambda 4272$	$\lambda 4325$	$\lambda 4384$	$\lambda 4405$	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	$\frac{H_{\beta}}{\lambda 4384}$	$\frac{H_{\gamma}}{\lambda 4227}$	$\frac{H_{\delta}}{\lambda 4144}$	$\frac{H_{\beta}}{\lambda 4064}$	$\frac{H_{\delta}}{\lambda 4046}$	$\frac{K}{H_{\beta}}$
99 Her	F6.1	F5.5		F5.0	F6.7			F7.7	F6.5		F7.9	F8.2	F7.9	F7.6	F7.7	F7.9	F7.2	F7.2	F6.1
θ Boo	F4.9	F5.5		F3.7	F5.3			F6.7	F5.6		F6.8	F7.3	F6.9	F6.6	F6.4	F6.9	F7.0	F6.6	F6.1
τ Boo	F7.8	F8.1		F4.2	F6.3			F7.2	F8.2		F5.4	F5.3	F5.8	F6.7	F5.7	F5.8	F6.9	F6.6	—
χ Dra	F7.4	F7.3		F8.8	F7.9			F7.8	F8.3		F6.2	F7.0	F7.6	F7.0	F6.7	F7.6	F7.2	F7.1	—
36 UMa	G0.9	G0.6		G0.2	G1.2			F9.1	G0.2		F8.0	F8.5	F9.7	F9.1	F9.1	F9.2	F9.3	F9.3	—
ν And	F7.0	F5.7		F7.6	F6.7			F9.3	F9.0		F7.7	F7.7	F7.7	F8.4	F7.5	F7.7	F6.7	F7.1	—
χ Her	F6.3	F6.6		F5.5	F5.3		F6.6	F7.7	F6.1		F8.6	G0.9	F8.9	F8.0	F7.8	F8.9	F8.4	F8.2	F8.9
χ^1 Ori	G0.7	F9.6		G1.6	G0.8	F9.8	G0.0	F9.8	G0.2		G2.3	G1.6	G1.3	G2.0	G1.7	G0.8	G1.1	G1.4	—
β Com		G3.6		F8.8	G2.6	G5.1	G1.2	G2.8	G0.2		F7.9	F8.8	F7.9	G0.2	F9.5	G0.6	G0.2	G1.2	—
γ Cas	F9.0	F9.2		F8.8	G1.0	G1.9	G0.0		G1.9		G1.0	F8.5	F9.6	G2.0	G1.2	G0.9	F9.8	F9.6	
ζ Her	G5.1	G3.0		G5.0	G5.0	G3.5	G1.8	G4.6	G0.8		G0.4	G0.2	G0.4	G1.1	G2.4	G2.0	G1.6	G2.4	G0.0
ξ UMa	G4.6	G3.0		G2.0	G4.3	G2.0		F9.5	G0.8		F7.7	F8.4	F8.6	F9.1	G0.0	F8.9	G0.6	G1.0	F9.9
λ Aur	G4.0	G4.7		G0.9	G2.2	G4.1	G4.7	G2.4	G3.0		F8.6	F9.2	F9.9	G0.7	G0.0	G0.5	G0.6	G1.6	
+32°3267	G3.5	G1.0		G1.2	G0.9	F9.4	F9.6	G1.2	F8.6		F8.9	G0.7	F9.3	F9.1	F9.8	G0.8	G0.2	G1.2	
+16°4121	G1.4	F9.0		G1.8	G0.9	G3.7	G2.2	G1.8			F9.4	F9.4	F9.8	G2.2	G0.1	G0.9	F9.8	G0.7	
ι Boo	G2.3	G1.8		G1.6	G2.9	G1.4	G6.2	G1.1	G3.0			G3.7	G2.0		G4.7	G2.4	G2.3	G2.5	
μ Her	G6.8	G5.2	G6.4	G7.2	G5.1	G7.7	G8.1	G7.6	G5.9	G7.7	G5.5	G7.4	G6.5	G7.0	G5.5	G6.8	G6.5	G7.0	
31 Aql	G4.0		G4.4	G7.2	G6.5	G2.3	G6.0	G5.2	G4.6	G5.8	G6.2	G6.2	G5.2	G6.5	G6.7	G5.4	G3.8	G5.2	

абсцисс откладываются классы, взятые из второго приближения (табл. 5), по оси ординат — значения M_v , взятые согласно той же табл. 5.

Из рассмотрения фиг. 5 можно сделать следующий вывод. Во-первых, эта диаграмма показывает, что даже при использовании достаточно точной классификации звездных спектров, в главной последовательности имеется вполне реальная дисперсия, с полной амплитудой по оси ординат около одной звездной величины. Во-вторых, фиг. 5 подтверждает более ранние выводы В. Б. Никонова и др. [5] о том, что в диаграмме спектр—светимость не имеется никакого заметного разделения на отдельные группы звезд, хотя, возможно, использованный нами материал слишком ограничен для таких заключений.

В качестве одного из возможных проявлений обсуждаемой неоднородности следует указать на разделение звезд на звезды со слабыми и сильными линиями [3]. Правда, в указанной работе В. Б. Никонова и др. [5] это разделение звезд на две группы никак не выявилось. Нет указаний на это разделение и на нашей фиг. 4 (правая, более точная кривая). Однако, поскольку разделение звезд на звезды со слабыми и сильными линиями проводится на основании линий поглощения, а классификация проводится также на основании линий поглощения, то выявление здесь звезд обеих групп должно быть более уверенным. Такое разделение звезд на две группы должно проявиться в том, что классы, определяемые по линиям металлов и водорода, должны быть слегка различными, причем знак разницы между этими двумя классами должен зависеть от того, принадлежит ли звезда к группе звезд со слабыми или сильными линиями.

Проверка, на основании табл. 5, ожидаемой закономерности показывает, что даже точность наших данных не позволяет достаточно уверенно применить указанный метод. По-видимому, этот результат (т. е. недостаточная точность для решения данного вопроса) связан со слишком малой дисперсией использованных нами спектрограмм. Сравнение данных, полученных с этой дисперсией для восьми звезд, отмеченных в табл. 4 звездочками, с данными, полученными на основании спектрограмм, полученных с дисперсией $36 \text{ \AA/мм}$, показывает, что разделение звезд на звезды со слабыми и сильными линиями является значительно



Фиг. 5. Диаграмма спектр—светимость для всех звезд списка.

Темными кружками обозначены звезды с ошибками в M_v не больше $0^m.15$. Поперечными черточками отмечены визуально-двойные и спектрально-двойные звезды.

более уверенным в этом втором случае. Пока же классы, получаемые в системе МК, мы можем рассматривать как некоторые средние классы из классов, получаемых по линиям водорода и металлов. Именно то, что это средние спектры, позволяет нам отождествить спектры со слабыми и сильными линиями. Для построения же классификации, учитывающей разделение на звезды со слабыми и сильными линиями, необходимо использование более точного материала (спектры с большей дисперсией и т. д.) и каких-то новых принципов в классификации спектров*.

В связи с только что сказанным необходимо кратко обсудить следующий вопрос. Построенная нами классификация основана на использовании как самих измеренных эквивалентных ширин W_λ , так и их отношений. Вместе с тем можно допустить (как это сделано в [3]), что в спектрах звезд со слабыми и сильными линиями линии водорода и линии металлов ослаблены или соответственно усилены примерно в одинаковой степени (этот очень важный вопрос требует специального изучения). Если это так, то, по-видимому, представлялось бы более разумным строить пока классификацию только на основании отношений величин W_λ для водорода и металлов. Построение такой классификации даст еще и ту выгоду, что отношение W_λ для водорода и металлов меняется с классом в спектральной последовательности весьма быстро (по крайней мере для рассматриваемого нами диапазона классов), что делает более точной оценку класса. В связи с этим нами вновь были определены классы всех звезд нашего списка, но уже только на основании отношений, входящих в табл. 4. Результаты такой классификации (проведенной, как и ранее, в двух приближениях) представлены вместе со средними квадратичными ошибками по второму приближению в табл. 5, столбец 7. В столбце 8 дано число использованных отношений.

Сравнение столбцов 5 и 7 показывает, что средние классы, определенные как по значениям W_λ , так и по их отношениям, весьма мало (за отдельными исключениями) отличаются от классов, определенных только по отношениям. Примерно одинаковы и средние ошибки. Поэтому диаграммы спектр—цвет и спектр—светимость, построенные на основании спектров, определенных только по отношениям, оставались бы практически теми же самыми (как на фиг. 4 и 5).

Изучение тех случаев, где классы, определенные двумя способами, заметно расходятся, показывает, что причину этих расхождений следует отнести за счет классов, определенных по самим значениям W_λ , а не их отношениям. А именно, оказывается, что в этих случаях средние классы, определенные отдельно по линиям водорода и металлов, заметно отличаются друг от друга. Поэтому имеются основания считать, что, по-видимому, классы, найденные только по отношениям W_λ линий водорода и металлов, являются более надежными. Однако этот вывод следовало бы

* Мы говорим, конечно, о классификации, где разделение звезд на обе группы не ограничивалось бы значком s или w при классах.

подтвердить, используя, в частности, спектры, полученные с большей дисперсией.

Вторым источником неоднородности построенной нами диаграммы спектр—светимость могло бы быть то обстоятельство, что примерно половина нашего списка состоит из спектрально-двойных и визуально-двойных звезд. Здесь следует учесть два фактора. Первый из них заключается в том, что некоторые из указанных звезд могут состоять из двух (или трех) звезд примерно одинакового блеска, но разного спектрального класса. В этом случае эффект неоднородности в диаграмме Херцшпрунга—Рессела будет иметь до некоторой степени фиктивное значение. Однако таких случаев у нас мало, не больше десяти звезд.

Второй фактор заключается в том, что уже спектры самих компонентов, составляющих спектрально-двойные и визуально-двойные звезды, могут в деталях отличаться от спектров одиночных звезд того же класса.

На основании наших материалов мы этих эффектов не обнаружили; кроме того, спектрально-двойные и визуально-двойные располагаются на главной последовательности диаграммы фиг. 5 довольно случайно. Однако и здесь необходимы более тщательные исследования, основывающиеся на спектрограммах с большей дисперсией.

Построенная нами в работе спектральная классификация может явиться важным исходным материалом для всех указанных исследований, ибо, зная заранее точные классы звезд, мы можем, например, изучать звезды одного и того же класса, но разной светимости и т. д.

В заключение авторы благодарят Г. Н. Шарапову за большую помощь в проведении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. П. П. Паренаго. Труды ГАИШ, 20, 26, 1951.
2. Я. Э. Эйнасто. Публ. Тартуской астроном. обсерв., 22, № 6, 371, 1954.
3. N. Roman. Ap. J., 112, 554, 1950; 116, 122, 1952.
4. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 13, 9, 1955.
5. В. Б. Никонов, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина, Д. Н. Рачковский, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 17, 42, 1957.
6. H. L. Johnson and W. W. Morgan. Ap. J., 117, 313, 1953.
7. G. H. Herbig and J. F. Spalding. Ap. J., 121, 118, 1951.
8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 11, 44, 1954.
9. D. Koelbloed. Publ. Astr. Inst. Amsterdam, № 10, 1953.
10. A. Pannekoek. Publ. Dom. Astroph. Obs. Victoria, 8, 141, 5.
11. A. Pannekoek and G. B. van Albada. Publ. Astr. Inst. Amsterdam, № 6, 1946.
12. An Atlas of Stellar Spectra with an Outline of Spectral Classification. Astrophysical Monographs. Chicago University Press, 1943.
13. B. Strömberg and K. Gylденкерне. Ap. J., 121, 43, 1955.

О СВЕТИМОСТЯХ В- и Ве-ЗВЕЗД

А. А. Боярчук

Из рассмотрения диаграмм спектр — светимость для ассоциаций делается вывод о том, что В- и Ве-звезды главной последовательности имеют одинаковую светимость.

THE LUMINOSITY OF BAND Be STARS, by A. A. Boyarchuk. — Having considered the spectrum-luminosity diagram for associations, the author comes to the conclusion that the B and Be main sequence stars possess the same luminosity.

Вопрос о светимости Ве-звезд представляет большой интерес, так как светимость является одной из основных характеристик звезды и, возможно, наличие эмиссии в спектрах Ве-звезд и ее отсутствие в спектрах В-звезд связано с различием светимости В- и Ве-звезд.

При сравнении светимости В- и Ве-звезд следует учитывать следующие обстоятельства:

а) Ве-звезды не представляют собой однородную группу звезд. Их можно грубо разделить на две группы: Ве-звезды нормальной светимости и звезды-сверхгиганты, имеющие эмиссию в линии H_{α} . Эти группы различаются своими спектральными характеристиками, видом эмиссионных линий и положением на диаграмме спектр—светимость. По-видимому, и наличие эмиссии в их спектрах вызывается различными причинами. Поэтому нельзя сравнивать среднюю абсолютную величину $\bar{M}_{\text{Ве}}$ всех Ве-звезд со средней абсолютной величиной $\bar{M}_{\text{В}}$ всех В-звезд. Нужно сравнивать $\bar{M}_{\text{Ве}}$ данной группы Ве-звезд с $\bar{M}_{\text{В}}$ вполне определенной группы В-звезд, которая по своим прочим характеристикам ближе всего подходит к рассматриваемой группе Ве-звезд.

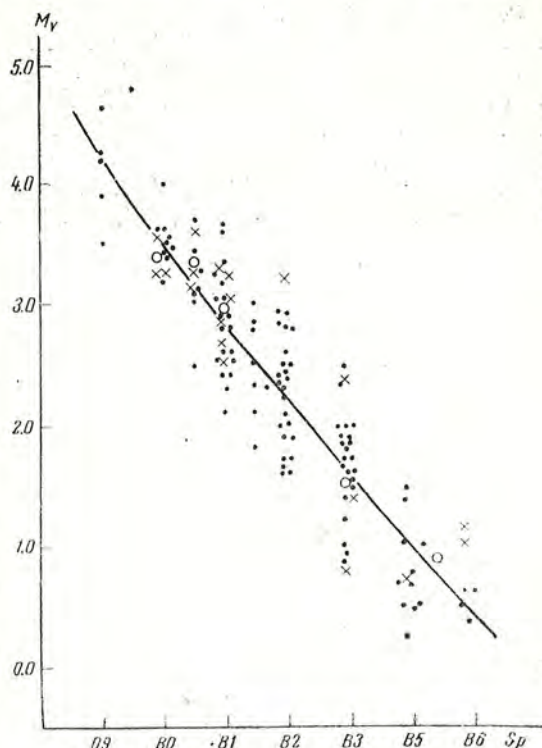
б) Звезды различных спектральных подклассов даже одного и того же класса светимости имеют различную среднюю абсолютную величину. Так как относительное распределение числа В- и Ве-звезд по спектральным подклассам различно, то нужно сравнивать между собой средние абсолютные величины для одного и того же подкласса, иначе мы можем получить неверный результат.

Здесь мы будем рассматривать лишь звезды главной последовательности.

Сравнению светимостей В- и Ве-звезд было посвящено несколько работ. Б. П. Герасимович [1] по собственным движениям звезд нашел, что Ве-звезды ярче В-звезд на $2^m.3 \pm 1^m.1$. К. Бурвелл и П. Меррилл [2], изучая видимое распределение Ве-звезд, пришли к выводу, что Ве-звезды примерно на одну величину ярче В-звезд. Эти работы не учитывают соображения «а» и «б», поэтому полученные результаты нельзя считать уверенными. Недавно подобное сравнение для близких В- и Ве-звезд выполнил Тай [3], который пришел к выводу, что светимости звезд этих типов одинаковы. Он учел обстоятельства «а» и «б» и полученный им результат более надежен, чем предыдущие. Таким образом имеющиеся данные о светимостях Ве-звезд довольно противоречивы.

Для выяснения этого вопроса мы решили сравнить положение В- и Ве-звезд на диаграмме спектр—светимость, построенной для ассоциации. Если светимости В- и Ве-звезд различны, то и положения этих звезд на указанной диаграмме должны систематически отличаться друг от друга. Так как ассоциации представляют собой довольно компактные группы, то для построения диаграммы спектр—светимость мы можем использовать видимые величины звезд. Существующая протяженность ассоциаций не внесет систематических ошибок, так как мало вероятно, что все Ве-звезды в ассоциации расположены к нам ближе, чем В-звезды, или наоборот. Всего в работе было использовано 100 В-звезд и 19 Ве-звезд.

Из-за того, что в каждой отдельной ассоциации число Ве-звезд невелико, мы совместили путем вертикального сдвига главные последовательности нескольких ассоциаций, а именно: Орион I [4], Ящерица I [5], Цефей II [6], Возничий I [7], Стрелец I [7], Персей I [8]. Полученная таким образом главная последовательность диаграммы спектр—светимость представлена на фиг. 1. По оси абсцисс отложены спектральные классы в системе МК, по оси ординат — абсолютные звездные величины.



Фиг. 1. Главная последовательность верхней части диаграммы спектр—светимость для ассоциаций:

точки — В-звезды; крестики — Ве-звезды.

Линия проведена как средняя для В-звезд, кружочки означают среднюю величину Ве-звезд для каждого спектрального подкласса.

Как видно из фиг. 1, не существует систематического различия в расположении В- и Ве-звезд на диаграмме спектр—светимость, т. е. светимости В- и Ве-звезд в ассоциациях одинаковы.

Литература

1. В. Р. Gerasimovic. Harv. Bull., № 849, 8, 1927.
2. С. Burwell a. Р. Merrill. Ap. J., 78, 389, 1933.
3. W. Tai. Acta astr. Sinica, 3, 19, 1955.
4. Н. Jonson a. W. Hiltner. Ap. J., 123, 273, 1956.
5. D. Harris III. Ap. J., 121, 554, 1955.
6. Б. Е. Маркарян. Сообщ. Бюракан. обс., 11, 6, 1953.
7. W. Morgan, A. Whitford a. A. Code. Ap. J., 118, 318, 1953.
8. M. Vainu Barpu. M. N., 114, 680, 1954.

НОРМАЛЬНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ O, B и A

И. М. Копылов

Показана необходимость исправления существующих систем нормальных показателей цвета звезд спектральных классов O, B и A в цветовой системе Стеббинса, Хаффера и Уитфорда (C_1) и в системе Джонсона и Моргана (U, B, V).

Найдены средние нормальные показатели цвета звезд B0V—A5V в системе C_1 по второму методу Н. Ф. Флоря [6] и по наблюдаемым цветам ближайших звезд. Результаты этих двух методов хорошо согласуются между собой (табл. 1).

Определены нормальные показатели цвета входящих в O-ассоциации звезд O5—O9V в системе C_1 по их наблюдаемым показателям цвета и избыткам цвета, найденным по звездам B0V—B2V в тех же O-ассоциациях. Средние нормальные показатели цвета звезд O5—O9V одинаковы и равны — 0^m.30.

Тремя различными методами (по второму методу Флоря, по ближайшим звездам и по диаграммам цвет — спектр для галактических скоплений) найдены средние нормальные показатели цвета звезд B1V—A7V в системе $B-V$ (табл. 3). Согласие результатов этих трех методов вполне удовлетворительное. Выведены окончательные средние показатели цвета звезд B1V—A7V.

По диаграммам цвет—спектр для 30 O-скоплений, ассоциаций и агрегатов определены в системе C_1 средние нормальные показатели цвета сверхгигантов Ia, Iab и Ib в спектральном интервале O9—A3. Определены показатели цвета 13 сверхгигантов B1 Ia—A5 Ia в системе $B-V$ по диаграмме цвет—спектр для центральной части скопления η и χ Персея (фиг. 6).

Делаются выводы о необходимости дальнейшего уточнения нормальных показателей цвета горячих звезд O, B и A всех классов светимости.

NORMAL COLOUR INDICES OF O, B AND A STARS, by I. M. Kopylov. — It is shown that it is necessary to correct the existing systems of normal colour indices of O, B and A stars on the colour system proposed by Stebbins, Huffer and Whitford (C_1) and the system of Johnson and Morgan (U, B, V).

The mean normal colour indices of B0V—A5V stars have been determined on the C_1 scale according to N. F. Florya's second method [6] and by means of the observed colours of the nearest stars. The results of these two methods are in good agreement (table 1).

The normal colour indices of O5—O9V stars belonging to O-associations have been determined on the C_1 scale from their observed colour indices and the colour excesses of B0V—B2V stars in these associations. The mean normal colour indices of O5—O9V stars are equal, their value being — 0^m.30.

The mean normal colour indices of B1V—A7V stars on the $B-V$ system (table 3) were derived in three different ways (using Florya's second method, the nearest stars and the colour-spectrum diagram for galactic clusters). The agreement of the results of these three methods is quite satisfactory. The final mean colour indices of B1V—A7V stars were found.

The colour—spectrum diagrams for 30 O-clusters, associations and aggregates were used for determining (on the C_1 scale) the mean normal colour indices of supergiants Ia, Iab and Ib in the spectral interval O9—A3. The colour indices of 13 supergiants B1 Ia—A5 Ia on the $B—V$ system were found from the spectrum—colour diagram of the central part of the cluster η Perseus (fig. 6).

The author comes to the conclusion that the normal colour indices of hot O, B and A stars of all luminosity classes need to be determined with more precision.

В процессе работы по двумерной количественной спектральной классификации звезд О, В и А, начатой нами около трех лет назад, мы столкнулись с необходимостью определения достаточно точных абсолютных величин звезд, используемых нами в качестве стандартных.

Для определения абсолютных величин звезд необходимо, в частности, знание нормальных показателей цвета для исправления видимых величин звезд за межзвездное поглощение. Однако в настоящее время вопрос о нормальных показателях цвета горячих звезд (спектральных классов О, В и А) и особенно звезд-сверхгигантов еще нельзя считать полностью решенным.

Двумя наиболее употребительными в настоящее время системами фотоэлектрических показателей цвета звезд О и В являются система Стеббинса, Хаффера и Уитфорда (система C_1) [1, 2, 3] и система Джонсона и Моргана [система $(U—B)$ и $(B—V)$] [4, 5].

При определении нормальных показателей цвета звезд О, В, А приходится прибегать к некоторым допущениям, справедливость которых иногда может вызвать сомнение. Например, при определении нормальных показателей цвета звезд В в системе C_1 авторы [1] допустили, что яркие звезды В, расположенные на высоких галактических широтах, свободны от межзвездного поглощения. Поэтому в качестве нормальных показателей цвета звезд В1—В8 ими были приняты средние наблюдаемые показатели цвета звезд В ярче $6^m.0$ с галактическими широтами $b > 15^\circ$. Нормальные показатели цвета гигантов А—К были определены точно таким же путем.

В каталоге фотоэлектрических показателей цвета 1332 звезд В (1940 г.) использовалась та же система нормальных показателей цвета [2]. Однако уже в том же году Н. Ф. Флоря [6] пришел к выводу, что при определении нормальных показателей цвета звезд В по наблюдаемым показателям цвета звезд в высоких галактических широтах влияние межзвездного поглощения необходимо учитывать, в противном случае систематическая ошибка в нормальных показателях цвета может достигнуть $0^m.04$.

При определении нормальных показателей цвета звезд В и А в системе $(B—V)$ и C_1 [5] авторы предполагали, что межзвездное поглощение для самых близких звезд пренебрежимо мало и что, следовательно, наблюдаемые показатели цвета ближайших звезд можно использовать в качестве нормальных. Однако даже самый предварительный анализ списка ближайших звезд В и А [5] показывает, что эти звезды расположены в сред-

нем на расстояниях порядка 100 пс, а при таких расстояниях межзвездное поглощение света и покраснение света звезд может оказаться уже вполне ощутимым.

Поэтому при определении нормальных показателей цвета звезд О, В и А любым способом необходимо учитывать межзвездное поглощение.

Н. Ф. Флоря предложил два независимых метода определения нормальных показателей цвета звезд [6].

Первый метод основан на использовании самых общих характеристик поглощающей материи в Галактике (величин a_0 и β) для определения поправок за поглощение к наблюдаемым цветам индивидуальных звезд. Этот метод не может, на наш взгляд, дать удовлетворительной точности вследствие приближенного характера основной формулы. Однако даже и этот, довольно грубый, метод привел Н. Ф. Флоря [6] к выводу о необходимости введения в систему нормальных показателей цвета Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [1, 2] поправки, в среднем равной $-0^m.04$.

Второй метод, принципиально более правильный, чем первый, привел, однако, к такой же величине средней поправки к нормальным показателям цвета, найденным в [1].

Таким образом, уже первые попытки найти поправки за межзвездное поглощение к нормальным показателям цвета звезд В из [1] привели к положительным результатам.

§ 1. Для определения нормальных показателей цвета звезд главной последовательности спектральных классов В и А в системе C_1 мы решили применить метод, аналогичный второму методу Н. Ф. Флоря.

Мы сочли целесообразным определить нормальные показатели цвета звезд В и А заново, так как за последние 10—15 лет, благодаря большим успехам в изучении горячих звезд, получены новые, более точные данные об абсолютных величинах и спектральных классах В- и А-звезд, и применение второго, более точного, метода Флоря [6] даст возможность определить более правильно нормальные показатели цвета этих звезд.

Для звезд В1—В8 были использованы данные о наблюдаемых показателях цвета звезд В из каталога [2], а для звезд А0—А5 — данные каталога [1] (список стандартных звезд).

Для каждого спектрального подкласса в интервале В1—А5 были построены графики следующего вида. По оси абсцисс было отложено расстояние r до звезды, определенное по видимой визуальной величине, исправленной за межзвездное поглощение с помощью нормальных показателей цвета в системе C_1 , взятых из [5] по формуле $A_{vis} = 6.1 CE_{C_1}$ [5], и по абсолютной величине звезды, взятой из [7]. Для построения графиков использовались большей частью звезды, для которых имеются определения спектральных классов и классов светимости в системе МК [4]. По оси ординат наносились наблюдаемые показатели цвета звезд (C_1).

Мы ограничились лишь звездами, находящимися на расстояниях не более 300—400 пс. Это было сделано для того, чтобы свести до минимума влияние, во-первых, селекции наблюдательного материала и, во-вторых, неравномерного распределения поглощающей материи в пространстве.

Точка пересечения прямой, изображающей зависимость между r и C_1 , с осью ординат определяла нам величину среднего нормального показателя цвета для звезд данного спектрального подкласса.

Подобные графики были построены для спектральных подклассов В1, В2, В3, В5, В8, А0, А2, А3 и А5. Для этих спектральных подклассов были найдены средние нормальные показатели цвета в системе C_1 (табл. 1, столбец 5).

К этому методу необходимо сделать следующие замечания.

Использование предварительных значений нормальных показателей цвета при определении расстояний до звезд, необходимых для данного метода, совершенно не влияет на получаемый окончательный средний нормальный показатель цвета звезд данного спектрального подкласса. Не влияет на получаемый нормальный показатель цвета и использование при определении расстояний неточной абсолютной величины для звезд данного спектрального подкласса.

Действительно, в том и другом случае в модуль расстояния вводится ошибка, одинаковая для всех звезд, что в конечном итоге изменяет найденные для звезд расстояния в процентном отношении на одну и ту же величину. Вследствие этого прямая (C_1, r) лишь поворачивается на некоторый угол вокруг точки ее пересечения с осью ординат, в то время как положение этой точки на оси ординат, т. е. искомый средний нормальный показатель цвета, остается неизменным.

В противоположность этому возможная ошибка в величине γ — переходного множителя от избирательного к общему визуальному (фотографическому) поглощению — будет непосредственно влиять на точность определения среднего нормального показателя цвета, так как в расстояние, найденное для данной звезды, будет входить ошибка, пропорциональная произведению $\Delta\gamma \cdot CE$, т. е. ошибке в γ и избытку цвета этой звезды, а не ее расстоянию. Для рассматриваемых нами расстояний ($r \leq 400$ пс) избытки цвета могут достигать $0^m.15-0^m.20$ в системе C_1 . В величине γ можно ожидать ошибку порядка ± 1.0 , а возможно и больше. Действительно, согласно Н. Ф. Флоря [6], Джонсону, Моргану и Гаррису [5], величина γ равна 6.0—6.1. П. П. Паренаго [8] находит величину γ равной 7.8. Возможно, кроме того, что величина γ различна для различных направлений и различных расстояний от Солнца.

Предварительные оценки показали, что поправка порядка $\pm 1.0-1.5$ к величине γ должна вызвать поправку в определяемом среднем нормальном показателе цвета $\mp 0.^s.02$.

Однако вопрос о величине и знаке возможной ошибки в определении множителя γ требует особого рассмотрения.

Мы предприняли попытку определить нормальные показатели цвета звезд В и А в системе C_1 , исходя из наблюдаемых показателей цвета ближайших звезд и учитывая межзвездное поглощение света.

Из списков звезд В и А [2, 4, 5] было выбрано по 2—3 самых близких звезды в каждом спектральном подклассе от В1 до А5. Расстояния до этих ближайших звезд в каждом спектральном подклассе лежат в пре-

делах от 30 до 140 пс; среднее расстояние до ближайших звезд В1—А5 равно 90 пс. Расстояния до следующих по дальности звезд (т. е. вторых по расстоянию от Солнца) каждого спектрального подкласса лежат в пределах от 70 до 180 пс, в среднем 140 пс. Очевидно, что остальные звезды в каждом спектральном подклассе должны находиться в среднем еще дальше от Солнца. Принимая среднее общее фотографическое поглощение в галактической плоскости равным $3.''0$ на килопарсек [6, 8], легко подсчитать, что звезды, находящиеся на расстоянии порядка 100 пс, будут испытывать общее фотографическое поглощение света в $0.''30$, а избыток цвета будет равен $0.''030$ [8]. Так как даже ближайшие звезды В1—А5, наблюдаемые показатели цвета которых использованы в качестве нормальных для данного спектрального подкласса [5], находятся в среднем на расстояниях 30—180 пс, то отсюда непосредственно следует, что в принятую Джонсоном, Морганом и Гаррисом систему нормальных показателей цвета звезд А и В [5] необходимо ввести отрицательную поправку порядка $0.''03$.

Мы ввели в наблюдаемый показатель цвета каждой из выбранных нами ближайших звезд спектральных подклассов В1—А5 поправку за поглощение света на пути от звезды к наблюдателю. Для учета влияния галактической широты звезды мы пользовались табл. 3 из работы Н. Ф. Флоря [6] и табл. 5 из работы П. П. Паренаго [8]. Для расчетов мы приняли $a_{p,1} = 3.''0$. Изменяя a_0 на $1.''0$ в ту или другую сторону, мы будем изменять получаемые значения нормальных показателей цвета всего лишь на $\pm 0.''01$. Отметим для сравнения, что ошибка в определении наблюдаемого показателя цвета равна примерно $\pm 0.''02$.

В табл. 1 приводятся нормальные показатели цвета звезд спектральных классов В и А в системе C_1 по определениям Стоббинса и Хаффера [1], Н. Ф. Флоря [6], Джонсона, Моргана и Гарриса [4, 5] (столбцы 2, 3, 4 соответственно). В столбцах 5 и 6 соответственно приводятся нормальные показатели цвета, определенные по второму методу Н. Ф. Флоря и по ближайшим звездам (в скобках указано число использованных звезд). В последнем столбце приводится сглаженное среднее из значений, приведенных в столбцах 5 и 6.

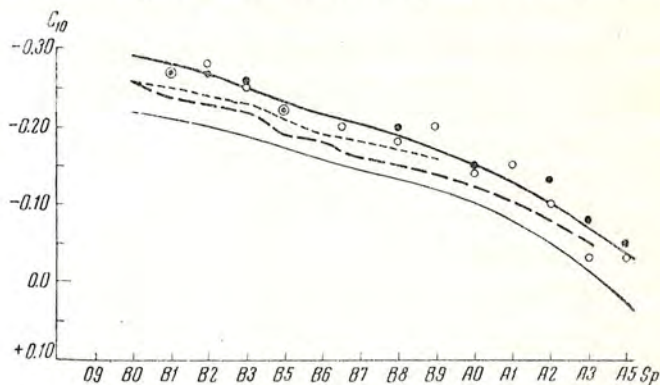
Данные столбца 7 были приняты нами в качестве окончательных значений нормальных показателей цвета звезд В и А главной последовательности в системе C_1 .

На фиг. 1 данные табл. 1 представлены графически.

§ 2. Далее мы определили нормальные показатели цвета звезд О5—О9 в системе C_1 . Нормальные показатели цвета звезд О определялись до сих пор обычно экстраполяцией зависимости (C_{10} , Sp), полученной для звезд В. Непосредственное определение нормальных показателей цвета звезд О невозможно из-за их отдаленности и трудности достаточно точного учета межзвездного поглощения света.

Для определения нормальных показателей цвета звезд О5—О9 мы пошли следующим путем. Для каждой звезды В0V—В2V, входящей в О-скопление или О-ассоциацию, был определен избыток цвета как

разность ее наблюдаемого и нормального показателей цвета. Нормальные показатели цвета звезд О, входящих в ту же ассоциацию, находились как разности «наблюдаемый показатель цвета О-звезды минус средний



Фиг. 1. Нормальные показатели цвета звезд B0V—A5V в цветовой системе Стеббинса, Хаффера и Уитфорда (C_1) по данным табл. 1:

тонкая линия — согласно Стеббинсу и Хафферу (столбец 2); прерывистая — согласно Джонсону, Моргану и Гаррису (столбец 4); пунктирная — согласно Флоря (столбец 3); темные кружки — значения C_{10} из столбца 5; светлые кружки — значения C_{19} из столбца 6; жирная линия — сглаженное среднее (столбец 7).

избыток цвета звезд B0V—B2V, входящих в ассоциацию», причем в случае больших угловых размеров ассоциации в качестве избытка цвета брался средний избыток цвета звезд B0—B2, расположенных на небе вблизи О-звезды.

Таблица 1

Спектральный класс	Нормальные показатели цвета в системе C_1					
	SHW	по 2-му методу Флоря	JMN	K_1	K_2	K
1	2	3	4	5	6	7
О	m —0.23	m —0.28	m —0.28			m —0.29
B0	—0.22	—0.26	—0.26			
B1	—0.21	—0.25	—0.24	m —0.27(21)	m —0.27(2)	—0.28
B2	—0.20	—0.24	—0.23	—0.27(44)	—0.28(2)	—0.27
B3	—0.19	—0.23	—0.22	—0.26(40)	—0.25(4)	—0.25
B5	—0.17	—0.21	—0.19	—0.22(83)	—0.22(2)	—0.23
B6	—0.16	—0.19	—0.18		—0.20(1)	—0.22
B7	—0.14	—0.18	—0.16			—0.20
B8	—0.13	—0.17	—0.15	—0.20(33)	—0.18(2)	—0.19
B9	—0.12	—0.16	—0.14		—0.20(1)	—0.17
A0	—0.10		—0.12	—0.15(11)	—0.14(2)	—0.15
A1			—0.10		—0.15(2)	—0.13
A2			—0.08	—0.13(8)	—0.10(2)	—0.10
A3			—0.05	—0.08(7)	—0.02(2)	—0.07
A5	+0.03		—0.03	—0.05(5)	—0.03(1)	—0.04

Были использованы данные каталога [3].

Таким путем были определены нормальные показатели цвета для 30 звезд O5—O9V. На фиг. 2, *a* индивидуальные значения показателей цвета O-звезд нанесены черными кружками разной величины в зависимости от точности определения. Кружки большего размера соответствуют большей точности. Светлые кружки — средние для каждого спектрального подкласса показатели цвета. Определенные таким образом средние нормальные показатели цвета звезд O5—O9V приведены в табл. 2, столбец 2.

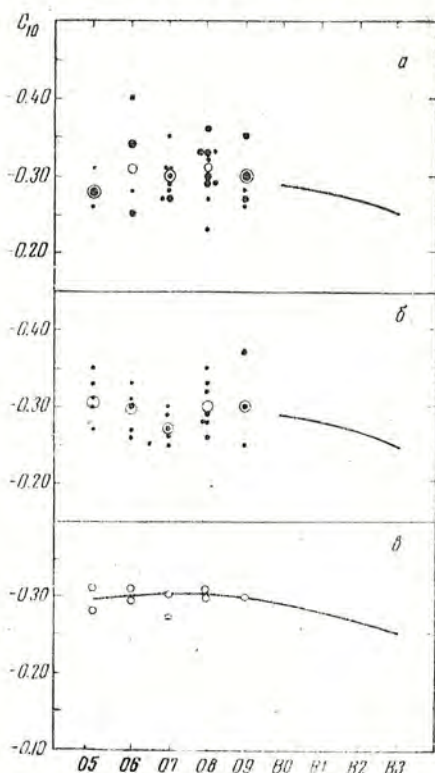
В столбце 3 приведены средние ошибки, в столбце 4 — число звезд. Из данных столбца 2 следует, что в пределах ошибок определения нормальные показатели цвета звезд O5—O9V одинаковы.

Мы попытались также определить показатели цвета звезд O5—O8 по отношению к показателю цвета звезд спектрального подкласса O9V, полагая, что для O-скоплений и O-ассоциаций $\Delta C_{10} = \Delta C_1$. Такие определения можно провести и для O-скоплений и ассоциаций, в которых нет данных о показателях цвета звезд спектральных классов более поздних, чем O9.

Таким образом были определены нормальные показатели цвета 23 звезд O5—O8 по отношению к среднему нормальному показателю цвета звезд O9V, принятому равным $-0.^m30$. Эти значения нанесены на фиг. 2, *б* черными точками. Светлые кружки — средние значения (столбец 5 в табл. 2). Оказалось, что в пределах точности определения средние показатели цвета звезд O5—O8 опять-таки равны показателю цвета для звезд O9V.

На фиг. 2, *в* нанесены средние значения показателей цвета из столбцов 2 и 5 табл. 2. В столбце 8 табл. 2 приведены принятые нами окончательные значения средних нормальных показателей цвета звезд O5—O9V (сплошная линия на фиг. 2, *в*).

§ 3. Нормальные показатели цвета звезд в системе U, B, V [4, 5] были определены по ближайшим звездам без учета межзвездного поглощения. Таким образом, в качестве нормальных были приняты наблюдаемые показатели цвета ($B-V$) ближайших к Солнцу звезд (табл. 3, столбец 2).



Фиг. 2. Нормальные показатели цвета звезд O5—O9V в цветовой системе C_1

Таблица 2

Спектр	C'_{10}	σ'	n'	C''_{10}	σ''	n''	C_{10}
1	2	3	4	5	6	7	8
O5	m -0.28	m ± 0.02	3	m -0.31	m ± 0.02	5	m -0.30
O6	-0.31	± 0.05	4	-0.30	± 0.03	6	-0.30
O7	-0.30	± 0.01	8	-0.27	± 0.02	5	-0.30
O8	-0.31	± 0.03	10	-0.30	± 0.03	7	-0.30
O9V	-0.30	± 0.03	5	—	—	—	-0.30

Как было показано в § 1, для получения нормальных показателей цвета по наблюдаемым для ближайших звезд необходимо вводить поправку за межзвездное покраснение на пути луча от звезды к наблюдателю. Наблюдаемые цвета ($B-V$) ближайших звезд спектральных подклассов B1—A7 были взяты из [4, 5]. Поправка за межзвездное покраснение вводилась исходя из предположения, что в галактической плоскости $a_{rp} = 3.0$ на 1 кпс, или $CE_{(B-V)} = 0.06$ на 100 пс. Результаты определений нормальных показателей цвета ($B-V$)₀ по ближайшим звездам соответствующего спектрального подкласса приведены в табл. 3 (столбец 3). В скобках указано число использованных звезд.

Таблица 3

Спектр	ЖМН	Ближайшие звезды	По 2-му методу Флоры	По галактическим скоплениям	Среднее	Δ
1	2	3	4	5	6	7
B0	m -0.30	m	m	m	m	m
B1	-0.26	-0.30(3)	-0.27(4)	-0.31(1)	-0.30	-0.04
B2	-0.24			-0.27(5)	-0.27	-0.03
B3	-0.20	-0.25(2)	-0.22(4)	-0.23(11)	-0.24	-0.04
B5	-0.16	-0.23(2)	-0.19(2)	-0.19(11)	-0.21	-0.05
B6	-0.14			-0.17(6)	-0.17	-0.03
B7	-0.12	-0.14(1)		-0.15(7)	-0.16	-0.04
B8	-0.09	-0.16(2)	-0.14(5)	-0.14(9)	-0.14	-0.05
B9	-0.06	-0.11(2)		-0.09(9)	-0.10	-0.04
A0	0.00	-0.03(5)	-0.02(6)	-0.04(12)	-0.03	-0.03
A1	+0.03	0.00(6)	-0.02(6)	+0.01(5)	-0.01	-0.04
A2	+0.06	+0.02(2)	-0.01(5)	+0.01(5)	+0.01	-0.05
A3	+0.09	+0.08(3)	+0.08(4)	—	+0.08	-0.01
A5	+0.15	+0.13(3)	+0.13(3)	—	+0.13	-0.02
A7	+0.20	+0.19(5)	—	—	+0.19	-0.01
F0	+0.31	—	—	—	—	—

Нормальные показатели цвета звезд В и А были определены и по второму методу Флоры (табл. 3, столбец 4, в скобках указано число звезд).

Представляется интересным еще один способ определения нормальных показателей цвета звезд спектрального класса В и ранних подклассов А в цветовой системе $B-V$.

Для галактических скоплений, в которых достаточно полно представлены поздние и ранние подклассы А, можно определить нормальные показатели звезд ранних подклассов А, исходя из наблюдаемых показателей цвета и считая, что нормальные показатели цвета поздних подклассов А достаточно точно определены по ближайшим звездам с расстояниями менее 100 пс, т. е. по звездам, в наблюдаемые цвета которых можно непосредственно ввести достаточно точную поправку за межзвездное покраснение для получения нормальных цветов.

К примеру, для скопления Плеяды можно определить нормальные показатели цвета звезд В6—А2, считая, что нормальные показатели цвета звезд А3—А9 известны по ближайшим звездам [9]. Точно так же можно определить нормальные показатели цвета звезд В9—А1 в скоплении М 39. Далее, полагая уже известными по Плеядам и М 39 нормальные показатели цвета для звезд В8—А0, мы смогли найти нормальные показатели цвета звезд подклассов В1—В7 в скоплениях М 36 и NGC 2362 [4].

Сводные данные о нормальных показателях цвета звезд В1—А2 в системе В—V, определенных по упомянутым галактическим скоплениям, приведены в табл. 3 (столбец 5).

Согласие результатов, полученных тремя методами (по ближайшим звездам, по второму методу Флоря и по скоплениям), оказалось довольно хорошим. В столбце 6 приведено сглаженное среднее из значений, указанных в столбцах 3, 4 и 5. В последнем столбце табл. 3 приведена разность — средние показатели цвета из определений тремя методами (столбец 6) минус нормальные показатели цвета, принятые в [5] (столбец 2). От В1 до А2 разность в среднем равна -0.04 и лишь в интервале А2—F0 падает до нуля.

Данные табл. 3 представлены графически на фиг. 3.

§ 4. Перейдем к вопросу об определении нормальных показателей цвета сверхгигантов классов светимости Ia—Ib спектральных классов O9.5—А5 в цветовых системах C_1 и В—V.

Имеются основания предполагать, что сверхгиганты ранних спектральных классов, особенно сверхгиганты класса светимости Ia, могут обладать несколько иными показателями цвета, чем звезды главной последовательности соответствующего спектрального подкласса.

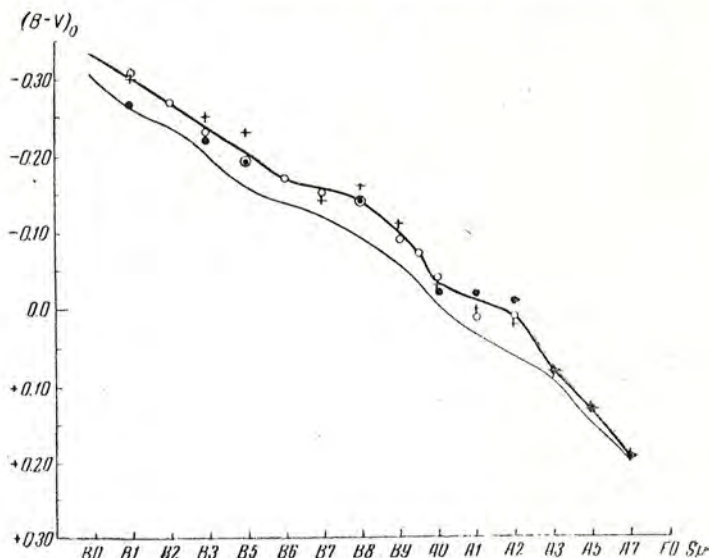
В самом деле, в области спектральных классов G и K существуют заметные различия в нормальных показателях цвета гигантов и карликов. Эти различия примерно пропорциональны разности абсолютных величин и могут достигать 0.2 — 0.3 в системе В—V для спектральных подклассов K0—K2, где различие абсолютных величин между гигантами и карликами достигает 5^m — 6^m . В спектральном подклассе G8, где различие в абсолютных величинах между G8III и G8V уменьшается до 4^m , различие в нормальных показателях цвета $(B-V)_0$ остается равным 0.20 .

Различия в абсолютных величинах горячих сверхгигантов Ia—Ib и звезд главной последовательности колеблются в пределах от 2 до 9^m в области спектральных подклассов от B0 до А5.

Наличие протяженных атмосфер у горячих сверхгигантов должно вызывать «покраснение» этих звезд.

Можно предполагать поэтому, что нормальные показатели цвета сверхгигантов будут отличаться от нормальных показателей цвета звезд главной последовательности.

Для определения нормальных показателей цвета сверхгигантов мы воспользовались тем же методом, что и для определения показателей



Фиг. 3. Нормальные показатели цвета звезд B0V—A7V в системе B—V по данным табл. 3:

тонкая линия — столбец 2; крестики — столбец 3; темные кружки — столбец 4; светлые кружки — столбец 5; жирная линия — столбец 6.

цвета звезд O5—O9 (§ 2), т. е. методом, основанным на факте принадлежности сверхгигантов к O-ассоциациям. Таким образом, мы опирались на единственное предположение: сверхгиганты, звезды O и звезды главной последовательности, входящие в данную ассоциацию, находятся на одном расстоянии и, следовательно, обладают в среднем одинаковыми избытками цвета.

Для определения нормальных показателей цвета в системе C_1 для сверхгигантов B0—A5 классов светимости Ia, Iab и Ib мы использовали каталог [3], списки агрегатов [10] и ассоциаций Б. Е. Маркаряна и список южных звезд O и B [11]. Нормальные показатели цвета звезд O—B2 классов светимости V и III предполагались известными (§ 1—2).

Было использовано около 30 агрегатов, ассоциаций и скоплений и определены индивидуальные нормальные показатели цвета для 139 звезд-сверхгигантов спектральных подклассов O9—A3 классов светимости Ia, Iab и Ib. Из этого числа 58 сверхгигантов Ia, 12 сверхгигантов Iab и 69 сверхгигантов Ib. Показателю цвета для каждого сверхгиганта приписывался вес 1 или 2 в зависимости от степени уверенности в при-

надлежности данного сверхгиганта к данной ассоциации и в зависимости от числа и относительной близости на небе «опорных» звезд O—B2, т. е. звезд, для которых нормальные показатели цвета предполагались известными и среднее из избытка цвета которых служило для определения нормального показателя цвета сверхгиганта. Затем для каждого спектрального подкласса и класса светимости было произведено усреднение, отдельно для определений с весами 1 и 2.

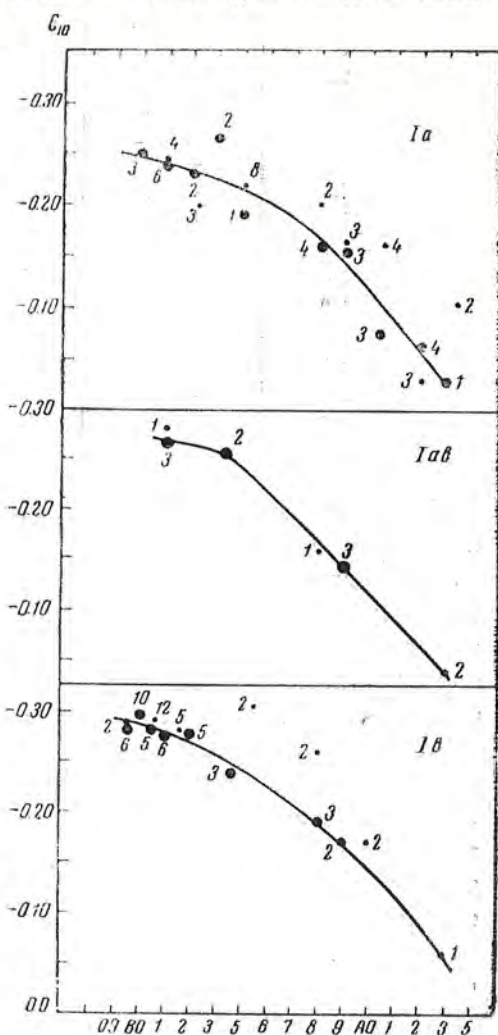
Результаты усреднений приведены на фиг. 4, где средние значения определений с весом 2 нанесены большими кружками, а с весом 1 — точками. Около каждого значка указано число определений, вошедших в среднее. Сплошными линиями нанесены средние зависимости показателя цвета от спектрального класса. На основании этих средних зависимостей составлена табл. 4.

На фиг. 5 эти средние зависимости для классов светимости Ia, Iab и Ib нанесены вместе с аналогичной средней зависимостью для звезд класса светимости V (табл. 4, столбец 5).

Из фиг. 5 видно, что нормальные показатели цвета сверхгигантов Ib практически не отличаются от нормальных показателей цвета звезд класса светимости V. Сверхгиганты Ia имеют систематически меньшие нормальные показатели цвета, т. е. «краснее», чем звезды класса светимости V соответствующего спектрального подкласса, причем разность $C_{10}(Ia) - C_{10}(V)$ колеблется в пределах от $+0^m.02$

до $+0^m.05$. Показатели цвета сверхгигантов Iab в интервале спектральных подклассов B1—B7 близки к показателям цвета для звезд классов светимости Ib и V, а в интервале спектральных подклассов B8—A3 практически совпадают с показателями цвета сверхгигантов Ia.

В системе (B—V) нормальные цвета сверхгигантов Ia были определены по центральной части ассоциации Per I вокруг β и χ Персея [12, 13].



Фиг. 4. Нормальные показатели цвета сверхгигантов Ia, Iab и Ib в системе C_1 .

Спектр	Средний нормальный показатель цвета в системе C_1			
	Ia	Iab	Ib	V
	<i>m</i>	—	<i>m</i>	<i>m</i>
O9	—0.25	—	—0.29	—0.30
B0	—0.245	—	—0.29	—0.29
B1	—0.24	<i>m</i> —0.27	—0.28	—0.28
B2	—0.23	—0.26	—0.27	—0.27
B3	—0.22	—0.26	—0.26	—0.25
B5	—0.21	—0.24	—0.24	—0.24
B6	—0.20	—0.22	—0.22	—0.22
B7	—0.18	—0.20	—0.21	—0.20
B8	—0.17	—0.17	—0.19	—0.19
B9	—0.15	—0.15	—0.17	—0.17
A0	—0.12	—0.12	—0.15	—0.15
A1	—0.09	—0.09	—0.13	—0.13
A2	—0.055	—0.065	—0.09	—0.10
A3	—0.02	—0.04	—0.06	—0.07

Для 13 сверхгигантов Ia были определены индивидуальные нормальные показатели цвета (фиг. 6.)

Для сравнения на фиг. 6 приведена зависимость нормальный показатель цвета — спектр для главной последовательности. В системе $B-V$ нормальные показатели цвета сверхгигантов Ia оказываются меньше нормальных показателей цвета звезд главной последовательности на величину от 0.05 до 0.15.

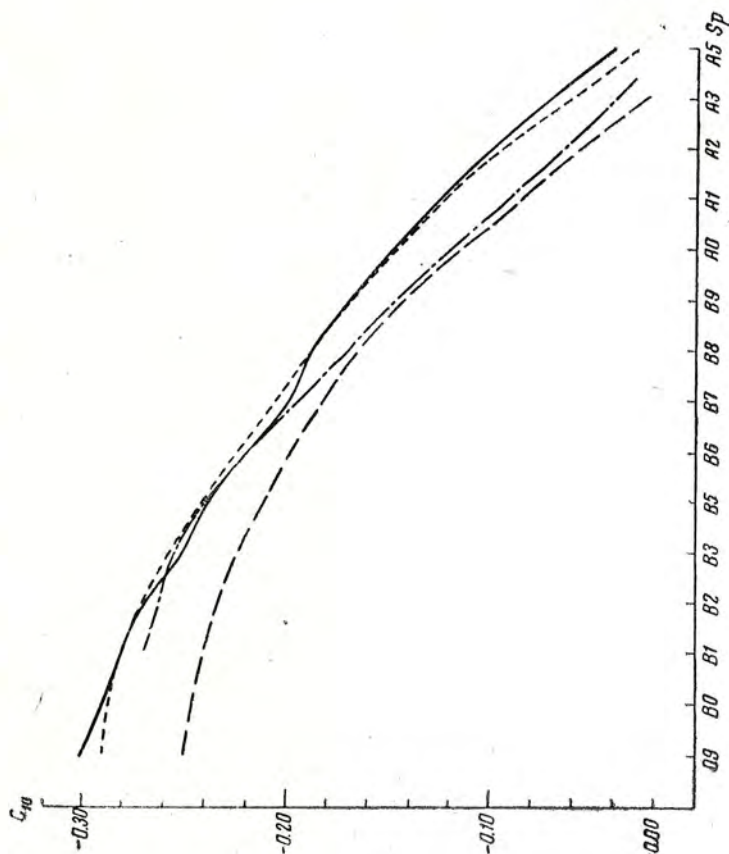
К подобному заключению пришел ван ден Берг [14], сопоставляя избытки цвета и степень поляризации для звезд главной последовательности и сверхгигантов в скоплении η и χ Персея. Кроме того, он пришел к заключению, что и нормальные показатели цвета звезд главной последовательности, принятые Джонсоном, Морганом и Гаррисом [5], нуждаются в исправлении.

Выводы, которые можно сделать из рассмотрения вышеизложенных результатов, можно сформулировать следующим образом.

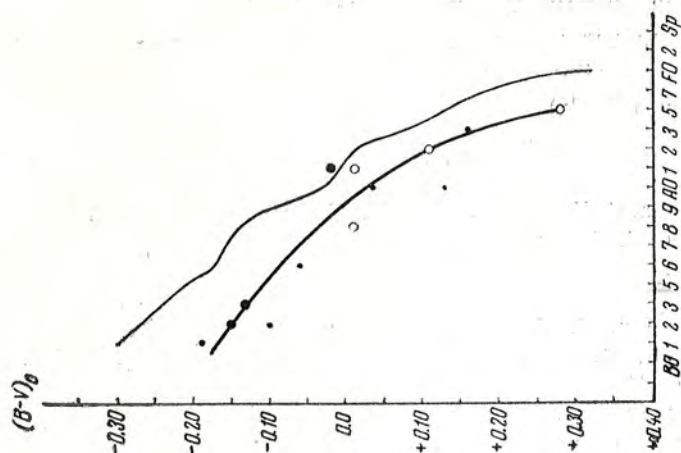
1. Существующие системы нормальных показателей цвета звезд O, B и A главной последовательности в цветовых системах C_1 и $B-V$ нуждаются в систематических поправках, примерные величины и знаки которых приведены в § 1—3.

2. Сверхгиганты Ia существенно «краснее» звезд главной последовательности (светимость V). Сверхгиганты Iab «краснее» звезд класса светимости V только для спектральных подклассов позднее B7. Сверхгиганты Ib имеют примерно такие же показатели цвета, что и звезды класса светимости V.

3. Необходимо уточнение нормальных показателей цвета ($B-V$) звезд O5—O9. Необходимо определение нормальных показателей цвета ($B-V$)₀ сверхгигантов Iab и Ib.



Фиг. 5. Нормальные показатели цвета сверхгигантов Ia, IaB, Ib и звезд главной последовательности (класс светимости V) в системе C_1 : штриховая линия — Ia; пунктир — IaB; пунктирная линия — Ib; сплошная линия — V.



Фиг. 6. Нормальные показатели цвета сверхгигантов Ia в системе B—V: темные кружки — определения по соседним звездам; светлые кружки — по среднему для всего скопления избытку цвета; точки — по звездам, далеким от центра скопления; жирная линия — Ia; тонкая линия — V.

4. Необходимо уточнение нормальных показателей цвета звезд O5—A7 всех классов светимостей в системе $U-B$.

5. Необходимо детальное сравнение звезд классов светимости III и V для выявления возможных различий в их нормальных показателях цвета $(U-B)_0$ и $(B-V)_0$.

Литература

1. J. Stebbins a. C. M. Huffer. Publ. Washburn obs., 15, 217, 1934.
2. J. Stebbins, C. M. Huffer a. A. E. Whitford. Ap. J., 91, 20, 1940.
3. W. W. Morgan, A. D. Code a. A. E. Whitford. Ap. J. Suppl., 2, № 14, 41, 1955.
4. H. L. Johnson a. W. W. Morgan. Ap. J., 117, 313, 1953.
5. W. W. Morgan, D. L. Harris a. H. L. Johnson. Ap. J., 118, 92, 1953.
6. Н. Ф. Флоря. Труды ГАИШ, 16, 4, 1949.
7. И. М. Ропылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 153, 1955.
8. П. П. Паренато. Астр. журн., 22, 129, 1945.
9. E. E. Mendoza V. Ap. J., 123, 54, 1956.
10. W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code. Ap. J., 118, 318, 1953.
11. E. van P. Smith. Ap. J., 124, 43, 1956.
12. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Ap. J., 122, 429, 1955.
13. H. L. Johnson, W. A. Hiltner. Ap. J., 123, 267, 1956.
14. S. van den Bergh. Zs. f. Ap., 40, 249, 1956.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ γ КАССИОПЕИ
В 1956 ГОДУ

А. А. Боярчук

Излагаются результаты спектрофотометрических наблюдений γ Cas в 1956 г. Приводятся контуры в интенсивностях линий водорода и $\lambda 5875 \text{ \AA}$ He I. Определены размеры, масса и оптическая толщина оболочки.

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF GAMMA CASSIOPEIAE IN 1956, by A. A. Boyarchuk. — The results of spectrophotometric observations of γ Cas in 1956 are given. The profiles (in the intensities) of the hydrogen lines and $\lambda 5875 \text{ \AA}$ He I were found and the size, mass and optical thickness of the envelope estimated.

Настоящая статья является продолжением сообщений о ежегодных спектрофотометрических наблюдениях γ Cas, начатых в конце 1952 г. [1].

Наблюдения γ Cas были произведены 20 октября 1956 г. на большом спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории (линейная дисперсия $23.4 \text{ \AA/мм}$ у H_γ). Всего было получено 9 спектрограмм: четыре на пластинках Ilford HP3 с экспозициями 15^m , 10^m , 10^m , 10^m , 5^m и пять на пластинках Ilford Zenith с экспозициями 40^m , 20^m , 20^m , 10^m и 10^m . Калибровка и обработка спектрограмм производились так же, как и в предыдущих работах [2].

Для каждой заметной линии был построен контур в интенсивностях. По этому контуру определялись следующие величины: 1) W_λ — эквивалентная ширина, 2) b — ширина линий He I, O II и Si IV, выраженная в км/сек, 3) r_{ν_0} — остаточная интенсивность в центре линии, выраженная в долях непрерывного спектра. Результаты обработки собраны в табл. 1.

Контуры водородных линий и эмиссионной линии гелия $\lambda 5875$ представлены на фиг. 1.

Контуры остальных линий определяются в основном вращением звезды и мало отличаются от контуров этих же линий, опубликованных ранее [2]. Поэтому мы здесь их не приводим.

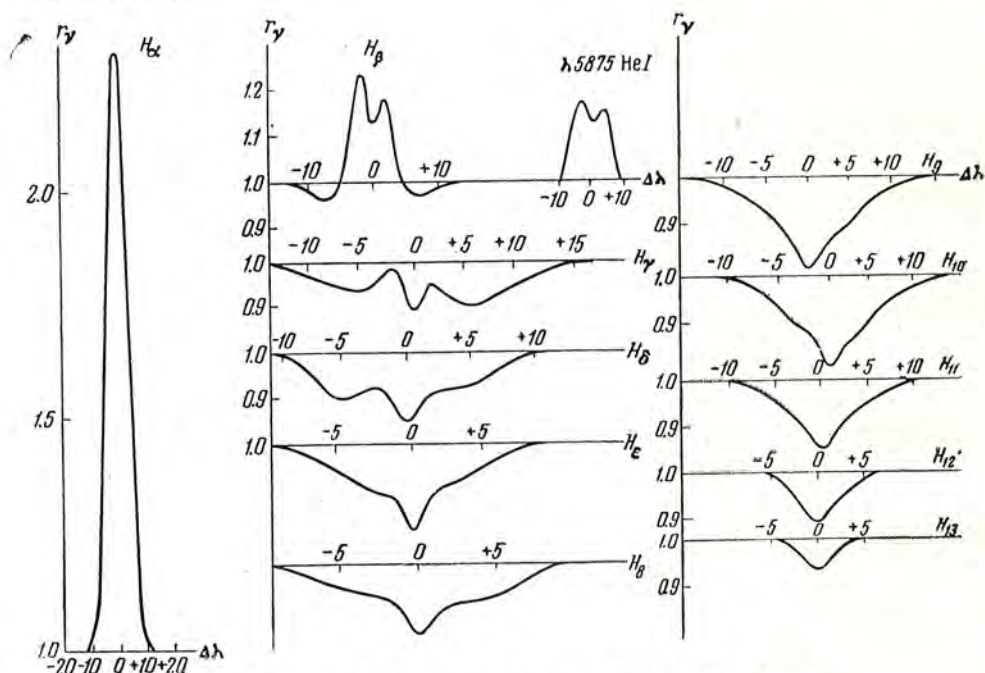
Скорость вращения звезды, определенная по широким линиям поглощения He I, O II, Si IV, оказалась равной 300 ± 6 км/сек. По ширине абсорбционных ядер водородных линий, возникающих в оболочке, можно

определить скорость вращения внешней части оболочки. Ее величина равна 120 ± 10 км/сек.

Следовательно, размер оболочки γ Cas равен:

$$\frac{r_{об}}{R_{зв}} = \frac{v_{зв}}{v_{об}} = 2.5 \text{ и } W = 0.04. \quad (1)$$

Найденные величины $v_{зв}$, $v_{об}$, $\frac{r_{об}}{R_{зв}}$ и W совпадают с определениями предыдущего года [3]. Спектральный класс также остался неизменным B0.5IV.



Фиг. 1. Контуры водородных линий и линий $\lambda 5875$ He I.

В отличие от предыдущих работ в настоящей работе была определена спектрофотометрическая температура системы звезда+оболочка.

При определении температуры в качестве звезды сравнения была взята звезда ζ Cas B2.5IV. Согласно Д. Шалонжу и Л. Дивану [4], эта звезда имеет абсолютный спектрофотометрический градиент в фотографической области спектра $\varphi_b = 0.70$. Определение относительного спектрофотометрического градиента G производилось обычным способом по формуле

$$G = 0.922 \frac{d\Delta m_\lambda}{d^{1/\lambda}}, \quad (2)$$

где

$$\Delta m_\lambda = m_\lambda - m_\lambda^0 - 2.5 (\sec z - \sec z^0) \cdot \lg p_\lambda. \quad (3)$$

Величины, отмеченные значком 0 , относятся к звезде сравнения.

Величина коэффициента прозрачности земной атмосферы p_λ взята согласно Е. Б. Костяковой [5]. В нашем случае величина $(\sec z - \sec z^0)$

Таблица 1

Линия	Элемент	W_λ	b	r_{ν_0}	n
6563	H $_{\alpha}$	13.50		2.31	4
5875	HeI	1.52	840	1.17	4
4922	HeI	0.35	600	0.94	4
4861	H $_{\beta}$	0.99		1.23	5
4650	OII, CIII	0.50	600	0.91	3
4641	OII	0.22	510	0.95	3
4471	HeI	0.42	560	0.90	3
4415	OII	0.14	600	0.92	3
4388	HeI	0.28	520	0.93	3
4340	H $_{\gamma}$	1.43		0.90	3
4144	HeI	0.32	600	0.94	3
4120	HeI, OII	0.30	620	0.94	3
4116	SiIV	0.14	620	0.96	3
4102	H $_{\delta}$	1.18		0.84	3
4089	SiIV	0.30	650	0.94	3
4076	OII	0.14	520	0.96	3
4070	OII	0.36	620	0.92	3
4026	HeI	0.53	630	0.87	3
4009	HeI	0.35	640	0.92	3
3970	H $_{\epsilon}$	1.54		0.81	3
3927	HeI	0.20	600	0.95	2
3889	H $_{\delta}$	1.45		0.84	3
3835	H $_{\eta}$	1.50		0.81	3
3820	HeI	0.60	720	0.87	3
3790	H $_{10}$	1.40		0.81	3
3771	H $_{11}$	1.15		0.84	3
3750	H $_{12}$	0.60		0.89	3
3734	H $_{13}$	0.26		0.94	3

не превышает 0.01 и поэтому последним членом равенства (3) можно вообще пренебречь.

На фиг. 2 представлена зависимость Δm_λ от $1/\lambda$. Величина G оказалась равной нулю, а следовательно, абсолютный фотометрический градиент γ Cas равен

$$(\varphi_b)_{\gamma \text{ Cas}} = (\varphi_b)_{\gamma \text{ Cas}} - G = 0.70, \quad (4)$$

т. е. спектрофотометрическая температура γ Cas будет равна 30 000°.

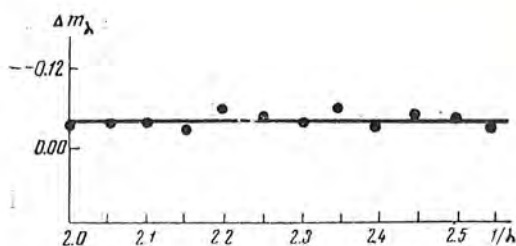
На основании полученных данных мы можем определить такие важные характеристики оболочки γ Cas, как ее массу и оптическую толщину в различных частотах.

Используя метод Унзольда [6], мы можем определить число водородных атомов на втором энергетическом уровне в оболочке над 1 см² внутренней поверхности оболочки по следующей формуле:

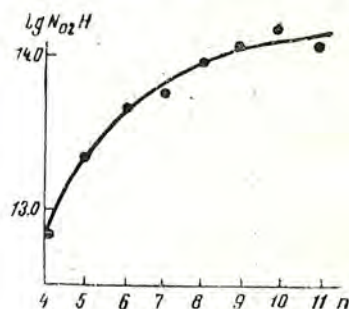
$$W_\lambda = \frac{\pi^2 e^2 \lambda^2}{mc^2} \cdot f \cdot (N_{02} \text{H}), \quad (5)$$

где W_λ — эквивалентная ширина центральной резкой линии поглощения, f — сила осциллятора, а остальные обозначения имеют свой обычный смысл.

Эта формула в случае оптически толстого слоя дает заниженную величину $N_{02}H$. По мере перехода к более высоким членам серии из-за сильного уменьшения величины f мы будем приближаться к случаю оптически тонкого слоя и определяемые величины $N_{02}H$ будут более точны. Результаты вычислений для каждой линии представлены на фиг. 3. Как видно из фиг. 3, нижняя граница величины $N_{02}H$ будет равна $\lg N_{02}H = 14.05$. Эта величина хорошо согласуется с величиной, определенной по наблюдениям предыдущего года: $\lg N_{02}H = 14.3$ [3].



Фиг. 2. Зависимость Δm_λ от $1/\lambda$.



Фиг. 3. Зависимость величины $\lg N_{02}H$ от номера бальмеровской линии.

Теперь мы можем определить величину оптической толщи оболочки в центре бальмеровских линий и за пределом серии при $\lambda = 3647 \text{ \AA}$. Для этого нужно умножить величину $N_{02}H$ на величину соответствующего коэффициента поглощения, рассчитанного на один атом [3]. Вычисления дают следующие величины:

$$\begin{array}{ccccccc} H_\alpha & H_\beta & H_\gamma & H_\delta & \lambda = 3647 \\ \tau & 100 & 8 & 3 & 2 & 5 \cdot 10^{-4} \end{array}$$

Таким образом мы видим, что оболочка γ Cas непрозрачна в первых членах бальмеровской серии.

Чтобы перейти к первому энергетическому уровню, воспользуемся теорией В. В. Соболева [7], которая дает распределения водородных атомов в оболочке по энергетическим уровням в зависимости от температуры звезды и параметра x , который определяется градиентом скорости и коэффициентом дилуции в оболочке. Параметр x мы определили путем сравнения наблюдаемого и теоретического декремента эмиссионных линий бальмеровской серии [3]. Так как оболочка γ Cas непрозрачна в центральных частотах первых членов бальмеровской серии, то все излучение в этих частотах возникает в оболочке. Учитывая это соображение, мы определили бальмеровский декремент, который оказался равным:

$$H_\alpha : H_\beta : H_\gamma : H_\delta = 1.4 : 1 : 0.7 : 0.4, \quad (6)$$

а следовательно, параметр $x \approx 0.03$.

Для $x \approx 0.03$ отношение $\frac{n_2}{n_1}$, как было показано раньше [3], в три раза меньше, чем при больцмановском распределении, т. е.

$$n_1 = 300 n_2 \quad (7)$$

$$\lg N_{01}H = 16.35, \quad (8)$$

а следовательно, оптическая толща за пределом лаймановской серии при $\lambda = 912 \text{ \AA}$ равна

$$\tau(L) = 0.1. \quad (9)$$

Число атомов в ионизованном состоянии определяется следующей формулой:

$$\frac{N_{+H}}{N_{01}H} n_e = \frac{n^+}{n_1} n_e = \frac{g^+ (2\pi mkT)^{3/2}}{g_1 h^3} e^{-\frac{x_1}{kT}} \cdot W, \quad (10)$$

где N_{+H} — число ионов в оболочке над 1 см^2 ее внутренней поверхности.

Из наблюдений $\gamma \text{ Cas}$ мы не можем определить для ее оболочки величину n_e . Мы предположим, что величина n_e в оболочке $\gamma \text{ Cas}$ мало отличается от величины n_e в оболочках других Ве-звезд, и примем $n_e = 10^{12}$. Тогда из равенства (10) получим:

$$\lg N_{+H} = 22.7.$$

Таким образом, водород находится в оболочке в основном в ионизованном состоянии. Предполагая, что оболочка имеет сферическую форму, найдем ее массу:

$$\mathcal{M}_{об} = N_{+H} \cdot 4\pi r_{об}^2 \cdot m_H \approx 10^{-10} \mathcal{M}_{\odot}. \quad (11)$$

Полученное значение хорошо согласуется с предыдущими определениями [3].

Таким образом, на основании изучения спектра $\gamma \text{ Cas}$ мы получили следующие характеристики:

- 1) Спектральный класс звезды B0.5IV.
- 2) Спектрофотометрическая температура системы звезда + оболочка $30\,000^\circ$.
- 3) $\lg N_{02}H = 14.04$, $\lg N_{01}H = 16.35$, $\lg N_{+H} = 22.7$.
- 4) Оптическая толща оболочки равна:

$\tau(H_\alpha)$	$\tau(H_\beta)$	$\tau(H_\gamma)$	$\tau(H_\delta)$	$\tau(\lambda = 3647)$	$\tau(\lambda = 912)$
100	8	3	2	$5 \cdot 10^{-4}$	0.1

- 5) Скорость вращения звезды $v_{зв} = 300 \text{ км/сек}$.
Скорость вращения оболочки $v_{об} = 120 \text{ км/сек}$.
- 6) Размеры оболочки: $r_{об} = 2.5 R_{зв}$, $W = 0.04$.
- 7) Масса оболочки $\mathcal{M}_{об} = 10^{-10} \mathcal{M}_{\odot}$.

Сравнение характеристик оболочки $\gamma \text{ Cas}$ в 1956 г. с характеристиками 1955 г. [3] показывает, что в оболочке $\gamma \text{ Cas}$ не произошло заметных изменений.

Литература

1. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 59, 1954.
2. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 147, 1957.
3. А. А. Боярчук. Астр. журн., 34, 193, 1957.
4. D. Chalonge et L. Divan. Ann. d'Ap., 15, 213, 1952.
5. Е. Б. Костякова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 126, 1954.
6. A. Unsöld. Zs. f. Ap., 21, 37, 1941.
7. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. 1947, Изд-во ЛГУ, стр. 15.

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ АТМОСФЕРЫ МАРСА
ПО СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ 1956 ГОДА

Н. А. Козырев

В сентябре 1956 г. наблюдалось резкое уменьшение контраста деталей поверхности Марса при малом изменении общего цвета планеты. Отсюда сделан вывод, что помутнение атмосферы Марса произошло только в самых нижних слоях без существенных изменений общих оптических свойств атмосферы. Изучение спектрограмм полярной шапки, наблюдавшейся во второй половине сентября и в начале октября 1956 г., показало, что эта полярная шапка представляла собой атмосферное образование. Полярная шапка образуется сгущением тех же частиц, которые создают обычное рассеяние в верхних слоях атмосферы Марса.

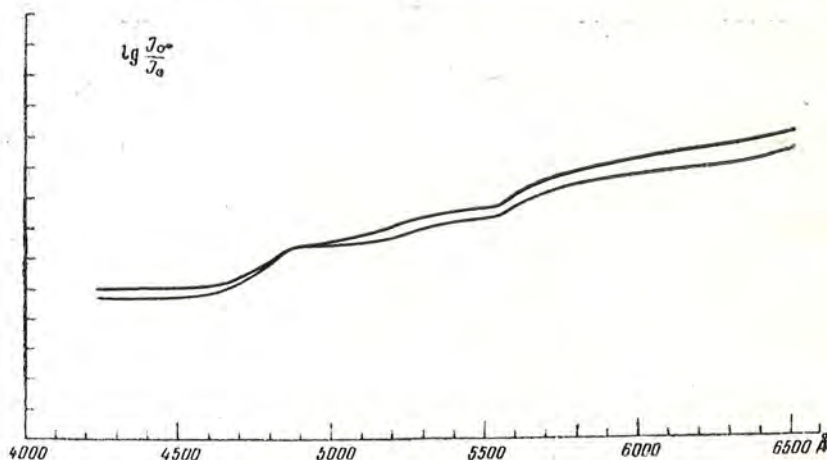
SOME PROPERTIES OF THE ATMOSPHERE OF MARS FROM SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS IN 1956, by *N. A. Kozyrev*. — In 1956 there was observed a sharp decrease in the contrast of the details on the surface of Mars, while the general colour of the planet changed but little. The author concludes that the atmosphere of the planet became hazy only in the very lowest layers and that there were no essential changes in the general optical properties of the atmosphere itself. Spectrograms of the polar cap, made in the second half of September and at the beginning of October, showed that the polar cap is an atmospheric formation, formed by a condensation of the particles, that cause the usual scattering in the upper layers of the planet's atmosphere.

В сентябре и октябре 1956 г., близ великого противостояния Марса, автором этой работы, совместно с астрономами Харьковской обсерватории В. И. Езерским и А. Т. Чекирда, был получен ряд спектрограмм поверхности Марса. Эти спектрограммы были сняты на 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории при помощи спектрографа с камерой, дающей линейную дисперсию около $23 \text{ \AA}$ у H_γ . При ширине щели 0.05 мм на пластинках Ilford HP3 снимки получались с экспозициями: 1 мин., 5 мин. и полчаса, чтобы иметь нормальные плотности по всему спектру (6600—4000 $\text{\AA}$). По возможности ближе к моменту наблюдений Марса снимался спектр Солнца на высоте Марса, с той же аппаратурой и на тех же пластинках.

При наблюдениях Солнца большее зеркало рефлектора закрывалось диафрагмой с 20 отверстиями диаметром 4 мм, расположенными равномерно по всей поверхности зеркала. Снимки Солнца получались с экспо-

зрениями от 0.2 до 3 сек., а фотометрическая шкала — с экспозицией около 5 мин.

Характерной особенностью противостояния 1956 г. была исключительно слабая видимость деталей на поверхности Марса. Даже такое темное море, как Syrtis Major, было едва различимо при наблюдениях на центральном меридиане, в первых числах сентября. Результаты измерений в различных длинах волн, яркостей Syrtis Major и прилегающего материка 7 сентября 1956 г. по отношению к яркости Солнца представлены на фиг. 1. На этой фигуре по оси ординат отложены десятичные логарифмы



Фиг. 1. Кривые отражательной способности Syrtis Major и соседнего материка по наблюдениям 7 сентября 1956 г. Одно деление вертикальной шкалы равняется 0.1 десятичного логарифма.

яркости деталей Марса по отношению к яркости Солнца. Как видно из фиг. 1, наибольший контраст материк—море, в красных лучах, составляет всего лишь 15%. Интересно отметить, что в 1954 г., по нашим измерениям, Syrtis Major в красных лучах было вдвое слабее материка, причем контраст постепенно убывал до нуля в фиолетовой части спектра [1]. Это постепенное уменьшение контраста, как подробно разобрано в цитированной работе, объясняется действием атмосферной дымки при сильном поглощении коротковолнового излучения. Действительно, обозначим через $\bar{I}(\lambda)$ и $\bar{I}_1(\lambda)$ собственные отражательные способности материка и моря. Тогда наблюдаемые альбедо материка и моря $I(\lambda)$ и $I_1(\lambda)$ получатся умножением собственных альбедо на экспоненциальные множители ослабления света при двойном прохождении атмосферы и прибавлением отражательной способности атмосферы $A(\lambda)$:

$$\left. \begin{aligned} I(\lambda) &= \bar{I}(\lambda) e^{-2\tau_\lambda} + A(\lambda) \\ I_1(\lambda) &= \bar{I}_1(\lambda) e^{-2\tau_\lambda} + A(\lambda) \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

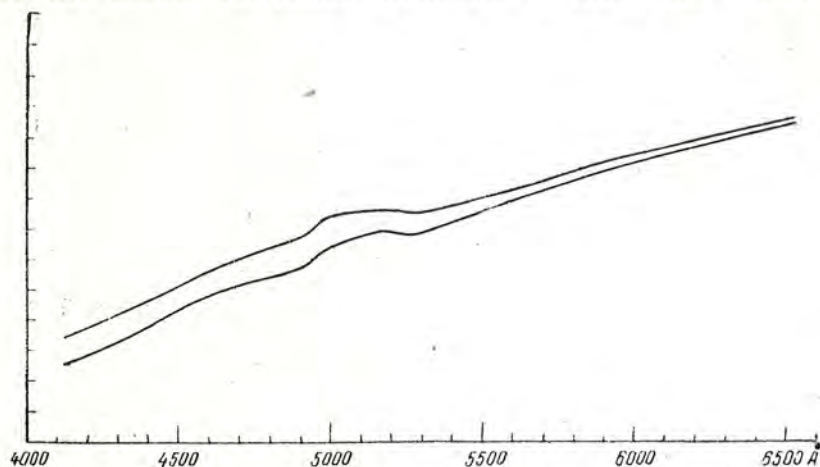
где τ_λ — сумма оптических глубин рассеяния и истинного поглощения

$$\tau_\lambda = \tau_\sigma + \tau_\kappa. \quad (2)$$

Ограничиваясь рассеянием только первого порядка, что вполне допустимо для атмосферы с большим поглощением, легко получить выражение для $A(\lambda)$ через коэффициенты рассеяния σ и истинного поглощения κ :

$$A(\lambda) = \int_0^{\tau_\lambda} e^{-2(\tau_\kappa + \tau_\sigma)} d\tau_\sigma = \frac{\sigma}{2(\kappa + \sigma)} [1 - e^{-2\tau_\lambda}]. \quad (3)$$

Из формулы (1) видно, что при больших оптических глубинах контраст деталей должен совершенно исчезнуть и будет виден только свет,



Фиг. 2. Кривые отражательной способности южной полярной шапки и соседнего материка по наблюдениям 4 октября 1956 г. Одно деление вертикальной шкалы равняется 0.1 десятичного логарифма.

отраженный атмосферой. Поэтому приходится заключить, что в фиолетовых лучах $\tau_\lambda > 1$. Но в фиолетовых лучах альbedo Марса очень мало — порядка 0.06. Из формулы (3) следует, что $\kappa/\sigma = 9$, следовательно, атмосфера Марса обладает большим истинным поглощением в фиолетовых лучах. Поверхность любого цвета, рассматриваемая через такую атмосферу, будет казаться красной. Поэтому красный цвет Марса определяется свойствами его атмосферы.

Резкое уменьшение контраста деталей на Марсе в 1956 г. в сравнении с 1954 г. указывает на сильные изменения свойств атмосферы Марса. Так как цвет Марса определяется его атмосферой, то можно было бы ожидать больших изменений в окраске Марса. Однако, хотя Марс и казался в 1956 г. несколько бледнее обычного, больших изменений в цвете не произошло. Из этого обстоятельства может быть сделан следующий вывод. Резкое усиление атмосферной дымки, скрывшей детали поверхности Марса, произошло лишь в самых нижних слоях атмосферы. Цвет же Марса определяется поглощающим слоем, расположенным выше. Этот слой и придает красную окраску поверхности любого цвета, расположенной ниже. Таким образом, малая контрастность деталей на Марсе в 1956 г. объясняется сильной запыленностью самых нижних слоев атмосферы — скорее всего пылевыми бурями.

Во второй половине сентября и в начале октября наиболее заметной деталью на диске Марса была южная полярная шапка. Несмотря на малый размер шапки (меньше 2"), при хороших изображениях, удалось получить вполне удовлетворительные спектрограммы. На фиг. 2 представлены результаты фотометрических измерений спектров полярной шапки и прилегающей поверхности Марса, полученных 4 октября 1956 г. Сразу бросается в глаза обратный ход контрастов на фиг. 1 и 2. Для всякой детали на поверхности Марса контраст должен уменьшаться с уменьшением длины волны. Это означает, что полярная шапка не лежала на поверхности Марса, а в основном представляла собой образование в атмосфере. Действительно, напишем уравнения (1) для случая одинаковых участков планеты, но с разными свойствами атмосферы. Пусть $A(\lambda)$ — отражательная способность обычной атмосферы и $A_1(\lambda)$ — отражательная способность атмосферы в области полярной шапки. Тогда

$$\left. \begin{aligned} I(\lambda) &= \bar{I}(\lambda)e^{-2\tau} + A(\lambda) \\ I_1(\lambda) &= \bar{I}(\lambda)e^{-2\tau_1} + A_1(\lambda) \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где $I_1(\lambda)$ — видимая отражательная способность полярной шапки. Из формулы (4) видно, что для атмосферного образования наибольший контраст должен быть при $\tau, \tau_1 > 1$, т. е. в фиолетовых лучах, и почти исчезать при $\tau, \tau_1 \rightarrow 0$, т. е. в красных лучах, когда начинает просвечивать поверхность. Получается ход контраста, обратный обычному для поверхностных образований и соответствующий фиг. 2.

Согласно фиг. 2, наибольший контраст полярная шапка — материк составляет только 25%. Вместе с тем при непосредственных наблюдениях планеты видно, что полярная шапка по крайней мере вдвое ярче окружающей поверхности. Поэтому малый контраст, полученный на спектрограммах, следует отнести за счет дрожаний изображений. Можно надеяться, что это замывание спектра полярной шапки не повлияет на правильность некоторых общих заключений.

Тщательное сравнение спектра полярной шапки со спектрами соседних областей Марса и спектром Солнца не показало каких-либо особенностей, отличающих полярную шапку. Как видно из фиг. 2, общий ход распределения энергии в спектре полярной шапки тоже во всех подробностях похож на ход распределения энергии в спектре материка. Горб на этих кривых около 5000—5200 Å является характерной особенностью всех деталей Марса (см. фиг. 2). Исследование спектральных кривых моря и материка, выполненное нами по снимкам 1954 г., показало, что этот горб кривых связан с максимумом отражательной способности атмосферы $A(\lambda)$ и оптической глубины τ_λ , около 5200 Å [1]. Максимальное значение $A(\lambda)$ оказалось равным 0.076, в то время как в фиолетовых лучах $A(\lambda) = 0.042$. Из формулы (4) следует, что при значительных (τ, τ_1)

$$I_1 - I = \Delta I \cong \Delta A.$$

Вычисляя теперь по кривым фиг. 2 $\Delta I = 2.3 I \Delta \lg_{10} I$, находим, что функция $\sqrt{\Delta A}(\lambda) \cong \Delta I$ имеет максимум около 5000—5100 Å, т. е. приблизительно там,

где расположен и максимум $A(\lambda)$. Принимая для альбеда Марса в этих лучах значение $I=0.15$ (визуальное альbedo), получаем максимальное значение $\Delta A=0.035$ и $\Delta A/A=0.46$. В фиолетовых же лучах $\Delta A=0.016$ и $\Delta A/A=0.38$. Таким образом, отношения $\Delta A/A$ и, вероятно, $\Delta\sigma/\sigma$ не могут сильно зависеть от длины волны.

К сожалению, более точное доказательство независимости от длины волны отношения $\Delta\sigma/\sigma$ в настоящее время едва ли возможно из-за отсутствия надежных определений τ_λ в атмосфере Марса. Однако уже и приблизительное постоянство отношения $\Delta A/A$ позволяет сделать существенное заключение о природе полярной шапки. Полярная шапка представляет собой сгущение тех же рассеивающих частиц, которые существуют всегда в атмосфере Марса и создают атмосферную дымку. Эти частицы должны находиться в верхних слоях атмосферы Марса, где происходит истинное поглощение коротковолнового излучения, и выше этого слоя. Действительно, распределение яркости по диску Марса в коротковолновых лучах (при $\tau > 1$) показывает не только отсутствие потемнения к краю диска, но даже некоторое повышение яркости к краю. Последнее обстоятельство будет в том случае, когда рассеивающий слой расположен выше поглощающего слоя. Сгущение рассеивающих частиц верхних слоев атмосферы Марса в полярных областях планеты показывает, что образованию этих частиц способствует понижение температуры. Интересно, что в первых числах октября 1956 г. на вечернем крае Марса неоднократно наблюдалось сильное повышение яркости. Полученные спектры этого края показывают ход распределения энергии, вполне соответствующий ходу распределения энергии полярной шапки. Таким образом полярная шапка и вечерние образования в атмосфере Марса имеют общую природу. Скорее всего они состоят из микроскопических ледяных кристаллов, наподобие изморози в атмосфере наших полярных стран. Разумеется, при некоторых условиях эти кристаллы могут выпадать на поверхность планеты. Тогда полярная шапка, не будучи только атмосферным образованием, должна хорошо различаться в красных и инфракрасных лучах.

Л и т е р а т у р а

1. Н. А. К о з ы р е в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 147, 1955.

ПОЛЯРНОСТИ И МАКСИМАЛЬНЫЕ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В 1956 ГОДУ

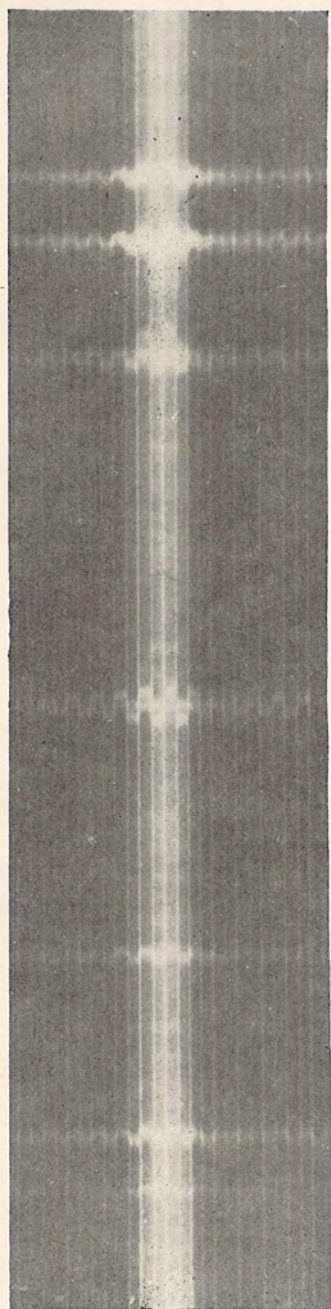
В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова

Дается таблица максимальных напряженностей магнитных полей и полярностей солнечных пятен, наблюдаемых на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории в 1956 г. Определение напряженности поля производилось по расщеплению линии $\lambda 6173 \text{ \AA}$. Линейная дисперсия в этой области составляет $3.65 \text{ мм/}\text{\AA}$. Для отождествления пятен приводится дата, время наблюдений, номер группы и гелиографические координаты по данным Кисловодской горной станции.

THE POLARITIES AND MAXIMUM STRENGTHS OF THE MAGNETIC FIELDS OF SUNSPOTS IN 1956, by *V. E. Stepanov* and *N. N. Petrova*. — A table is given of the maximum strengths of magnetic fields and the polarity of sunspots, from observations with the solar tower telescope of the Crimean Astrophysical Observatory during 1956. The strength of the field was determined from the splitting of the line $\lambda 6173 \text{ \AA}$. The dispersion in this region is $3.65 \text{ мм/}\text{\AA}$. For identifying the spots the date, the time of observation, the number of the group and the heliographic coordinates (from data of the Kislovodsk station) are given.

Приводимый ниже каталог максимальных напряженностей магнитных полей и полярностей солнечных пятен охватывает период с мая по декабрь 1956 г. Он является продолжением работ, систематическое проведение которых начато в мае 1955 г., а данные наблюдений опубликованы в [1]. Перерыв наблюдений с января по май 1956 г. был вызван переалюминированием зеркал Башенного солнечного телескопа.

Метод наблюдений остался прежним. Установка новой диффракционной решетки с концентрацией света для красной области в IV порядке (линейная дисперсия $3.65 \text{ мм/}\text{\AA}$) улучшила точность измерений более чем в два раза. На спектре в линии $\lambda 6173 \text{ \AA}$ Fe I без длительных измерений ощущается наличие поля 30—35 гаусс. Но, несмотря на столь высокую точность измерений, ошибка в определении величины поля для больших пятен в среднем равна ± 100 гаусс. Эта ошибка вызвана, главным образом, неточностью наведения «магнитного центра» пятна на щель спектрографа, так как это наведение контролируется наблюдателем визуально в кассете спектрографа.



6173.348

Фиг. 1. Фотография магнитного расщепления в солнечном пятне ($H = 2500$ гаусс).

Усовершенствована поляроидная сетка. Сейчас сетка имеет вид сектора, и отдельные полоски нарезаны по окружности. Ширина полоски 0.33 мм. Для определения полярности одна из полосок, служащая основным ориентиром, сделана шириною 0.5 мм. Общая высота поляроидной сетки 22 мм, что позволяет в интересных случаях фотографировать и периферию солнечного пятна.

Полоски поляроида этой секториальной сетки выделяют поочередно колебания взаимно перпендикулярных направлений. После установки пластинки $\frac{1}{4} \lambda$ так, чтобы оси кристалла пластинки были под углом 45° к направлению поляризации поляроида, пластинка $\frac{1}{4} \lambda$ и поляроидная сетка скрепляются одна с другой. Поворотом этой совместно скрепленной системы относительно центра поляроидной сетки можно получить полное выравнивание яркости полосок в спектре. Различие яркости полосок, вызванное поляризацией инструмента, — неприятное явление при измерении величины расщеплений, так как приводит к систематической ошибке наведения нити измерительного прибора на линию.

На фиг. 1 приводится снимок пятна в области $\lambda 6173 \text{ \AA}$ с новой поляроидной сеткой.

На стр. 68—95 помещены результаты наблюдений магнитных полей пятен без введения каких-либо поправок за наличие систематических ошибок. В столбце 1 приведены дата и московское время наблюдения в долях суток, во 2-м — номера фотографических пластинок, в 3-м — номер группы и обозначение главных пятен группы (a , b , c и т. д.). Если определялись напряженности отдельных ядер в сложном пятне, то ядра обозначались одной буквой с различным индексом, например: a_1 , a_2 , a_3 . . . Номером группы без букв обозначены неустойчивые пятна и поры в группе. Звездочкой в столбце 3 обозначены те группы, пятна которых были выделены по принципу магнитной полярности. Номер соответствует той группе, откуда была выделена новая группа пятен.

В столбцах 4 и 5 приводятся гелиографические широты и долготы (φ , L), в 6-м — расстояние пятна от центра диска Солнца, в столбцах 7 и 8 — максимальная напряженность магнитного поля H и его полярность.

Нумерация групп и координаты пятен взяты по данным высокогорной станции АН СССР вблизи Кисловодска (КГС).

Скобки в столбце 7 указывают, что напряженность магнитного поля определена неуверенно. Пропуски в столбце 8 означают, что полярность этих пятен не определялась.

В столбце 9 указаны дрожания D края Солнца, превышающие $D = 9''$.

В фотографировании спектров для определения магнитных полей солнечных пятен принимал участие весь состав наблюдателей Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. В обработке материала, кроме авторов, принимали участие Т. В. Казачевская, Н. Н. Стефанович, П. И. Селиванов.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный и В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 3, 1956.

Каталог магнитных полей солнечных пятен

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Май 1.38	1010	135	-15°	320°	0.55	16	<i>S</i>	
		137, <i>a</i>	-17	267	0.41	19	<i>S</i>	
		138, <i>a</i>	-18	227	0.88	21	<i>S</i>	
		139, <i>a</i>	$+17$	219	0.94	22		
4.38	1015	137, <i>b</i>	-16	263	0.32	17	<i>N</i>	
	1016	138, <i>a</i>	-20	227	0.42	23	<i>S</i>	
	1017	139, <i>a</i>	$+16$	220	0.55	29	<i>N</i>	
		139, <i>b</i>	$+14$	208	0.69	18	<i>S</i>	
		139, <i>c</i>	$+16$	216	0.59	20	<i>N</i>	
		141, <i>a</i>	$+16$	200	0.79	22	<i>N</i>	
		141, <i>c</i>	$+17$	197	0.82	23		
		143	$+23$	183	0.93	23		
		144	-26	274	0.53	15	<i>S</i>	
6.16	1023	137, <i>b</i>	-18	264	0.67		<i>N</i>	
	1024	138	-20	227	0.28	18	<i>S</i>	
		139, <i>a</i>	$+16$	221	0.33	26	<i>N</i>	
		139, <i>b</i>	$+12$	212	0.33	21	<i>S</i>	
		139, <i>c</i>	$+16$	216	0.37	19	<i>N</i>	
		141, <i>a</i>	$+17$	202	0.48	20	<i>N</i>	
		141, <i>c</i>	$+18$	198	0.54	16	<i>N</i>	
		144, <i>a</i>	-28	268	0.75	14	<i>S</i>	
		144, <i>b</i>	-25	275	0.79	11	<i>N</i>	
		145, <i>a</i>	$+17$	193	0.53	17	<i>N</i>	
		145, <i>b</i>	$+16$	189	0.59	14	<i>S</i>	
		145	$+16$	191	0.55	14	<i>N</i>	
		143, <i>a</i>	$+23$	183	0.77	22	<i>N</i>	
8.43	1028	138	-19	226	0.58	19	<i>S</i>	
	1029	139, <i>a</i>	$+16$	220	0.50	25	<i>N</i>	
		139, <i>b</i>	$+13$	212	0.41	21	<i>S</i>	
		139	$+17$	217	0.49	18	<i>N</i>	
		141, <i>a</i>	$+17$	202	0.34	12	<i>N</i>	
		141, <i>c</i>	$+18$	198	0.37	14	<i>N</i>	
		145, <i>a</i>	$+19$	194	0.37	16	<i>N</i>	
		143, <i>a</i>	$+25$	183	0.49	24	<i>N</i>	
		143, <i>a</i>	-20	148	0.73	22	<i>S</i>	
		152, <i>a</i>	-22	140	0.83	19		
		152	-22	131	0.90	17		
10.66	1031	138	-18	227	0.89	22	<i>S</i>	
	1032	139, <i>a</i>	$+16$	221	0.84	25	<i>N</i>	
	1033	139, <i>b</i>	$+14$	211	0.73	17	<i>S</i>	
		139, <i>c</i>	$+18$	216	0.82	16	<i>N</i>	
		141, <i>a</i>	$+18$	203	0.68	14	<i>N</i>	
		145, <i>a</i>	$+20$	193	0.55	22	<i>N</i>	
		145, <i>b</i>	$+17$	188	0.48	17	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжён- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Май 10.66	1033	143	+26°	183°	0.53	25	N	
		148, a	—19	148	0.41	21	S	
		152	—21	138	0.54	21	S	
		155, a	—13	160	0.20	21	S	
		155, b	—14	155	0.27	21	N	
		156, a	—22	93	0.98	22		
		156, b	—21	90	0.96	17		
	1042 1043	138	—19	226	0.95	21		
		139, a	+16	221	0.93	23		
		145, a	+21	194	0.72	20	N	
		145, b	+17	188	0.62	22	S	
		143	+26	183	0.63	24	N	
		155, a	—15	161	0.25	21	S	
		155, b	—16	155	0.24	23	N	
		148, a	—20	147	0.32	22	S	
		152	—22	139	0.40	17	S	
		157, a	+29	111	0.79	19	N	
		157, b	+30	106	0.83	16	S	
		156	—22	91	0.89	23	S	
	1050 1051	143	+26	183	0.99	22		
		155, a	—14	161	0.86	16	S	
		155, b	—14	154	0.79	24	N	
		148, a	—19	147	0.73	21	S	
		152, a	—20	138	0.63	22	S	
		157, a	+29	111	0.54	23	N	
		157, b	+29	105	0.53	19	S	
		157	+32	109	0.58	28	N	
		157	+28	109	0.52	19	N	
		157	+31	103	0.56	18	S	
		157	+30	102	0.54	19	S	
		156	—23	92	0.38	27	S	
	1057 1058	157	+30	109	0.97	16		
		162, a	—23	13	0.56	18	S	
		162, b	—22	9	0.51	15	N	
		166	—20	92	0.85	21	S	
		163, a	+26	35	0.46	15	N	
23.35	1059	163	+26	35	0.72	22	N	
		162, a	—25	12	0.43	23	S	
		162, b	—25	8	0.42	18	N	
		162	—24	8	0.41	16	S	
		169, a	—19	342	0.39	22	S	
		169, b	—12	332	0.43	21	N	
Июнь 12.48	1067	185, a	—30	84	0.53	17	S	
		192, a	+22	35	0.86	20	N	

Дата и время наблюдения (моск. время)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Июнь 15.36	Пленка	192, <i>a</i>	+22°	34°	0.46	15	<i>N</i>	
		193, <i>a</i>	+25	28	0.55	16	<i>N</i>	
		197, <i>b</i>	+30	22	0.66	16	<i>S</i>	
		198, <i>a</i>	+20	358	0.85	15	<i>N</i>	
		198, <i>b</i>	+20	351	0.89	10	<i>S</i>	
		198, <i>c</i>	+20	356	0.85	19		
18.33	1067 ^a	192, <i>a</i>	+22	34	0.48	22	<i>N</i>	
		193, <i>a</i>	+24	27	0.46	19	<i>N</i>	
		197	+33	27	0.56	22	<i>N</i>	
		198, <i>a</i>	+20	357	0.42	25	<i>N</i>	
		198, <i>b</i>	+20	350	0.48	21	<i>S</i>	
19.36	1071	197, <i>a</i>	+34	27	0.66		<i>N</i>	
	1072	197, <i>b</i>	+30	21	0.58	1	<i>S</i>	
		192, <i>a</i>	+22	36	0.66	3		
		193, <i>a</i>	+27	27	0.61	17	<i>N</i>	
		198, <i>a</i>	+20	358	0.30	24	<i>N</i>	
		198, <i>b</i>	+21	348	0.37	22	<i>S</i>	
20.35		197, <i>a</i>	+29	26	0.71	18		<i>D=14''</i>
		197	+30	36	0.82	20		
		197	+33	35	0.83	19	<i>N</i>	
		197	+33	33	0.81	11	<i>N</i>	
		196	—25	1	0.51	20	<i>S</i>	
		199, <i>a</i>	—19	335	0.40	13	<i>S</i>	
		199, <i>b</i>	—22	326	0.51	20	<i>N</i>	
		199, <i>c</i>	—19	332	0.41	22	<i>S</i>	
		199, <i>d</i>	—21	325	0.51	11	<i>N</i>	
		200	—16	349	0.34	16	<i>S</i>	
22.33	1076	197, <i>a</i>	+34	26	0.92	22		
	1077	197	+30	37	0.97	17		
		198, <i>a</i>	+22	356	0.64	22	<i>N</i>	
		198, <i>b</i>	+23	347	0.56	17	<i>S</i>	
		198, <i>c</i>	+20	350	0.56	16	<i>S</i>	
		202, <i>a</i>	+13	350	0.52	21	<i>N</i>	
		202, <i>b</i>	+15	344	0.46	23	<i>S</i>	
		196	—25	2	0.76	18		
		199, <i>a</i>	—17	336	0.40	10	<i>S</i>	
		199, <i>b</i>	—21	327	0.40	20	<i>N</i>	
		199, <i>c</i>	—20	334	0.43	19	<i>S</i>	
		199, <i>d</i>	—21	326	0.40	18	<i>N</i>	
		206	—14	242	0.98	13		
23.35	Пленка	198, <i>a</i>	+22	357	0.82	28	<i>N</i>	
		198, <i>b</i>	+23	346	0.70	12	<i>S</i>	
		198, <i>c</i>	+20	348	0.71	15	<i>S</i>	
		198	+22	355	0.78	18	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Июнь 23.35	Пленка	197, <i>a</i>	+34°	27°	0.99	16		
		202, <i>a</i>	+14	349	0.70	20	<i>N</i>	
		202, <i>b</i>	+17	343	0.61	21	<i>S</i>	
		202	+12	344	0.63	20	<i>S</i>	
		199, <i>a</i>	—19	335	0.57	15	<i>S</i>	
		199, <i>b</i>	—21	327	0.51	16	<i>N</i>	
		199, <i>d</i>	—21	328	0.52	16	<i>N</i>	
		196	—24	1	0.86	9	<i>S</i>	
		206	—13	242	0.91	14		
		207, <i>a</i>	—31	228	0.98	13		
24.75	Пленка	198, <i>a</i>	+23	358	0.95	19		
		202, <i>a</i>	+14	351	0.91	19		
		202, <i>b</i>	+15	345	0.84	21	<i>S</i>	
		199, <i>a</i>	—19	335	0.77	18	<i>S</i>	
		199, <i>b</i>	—21	327	0.70	14	<i>N</i>	
		206	—14	240	0.81	14	<i>S</i>	
		207, <i>a</i>	—30	228	0.90	22	<i>S</i>	
29.56	1086	206	—14	240	0.40	21	<i>S</i>	
		207, <i>a</i>	—31	227	0.55	22	<i>S</i>	
	1087	207, <i>b</i>	—29	219	0.53	11	<i>N</i>	
		219, <i>b</i>	+30	196	0.63	24	<i>S</i>	
		211, <i>a</i>	+34	189	0.71	18	<i>N</i>	
		212, <i>a</i>	+20	187	0.66	13	<i>N</i>	
		212, <i>b</i>	+20	179	0.74	8	<i>S</i>	
		214, <i>a</i>	—27	190	0.68	3	<i>S</i>	
		214, <i>b</i>	—27	185	0.74	2	<i>N</i>	
		216	—16	154	0.94	7		
		213, <i>a</i>	+29	156	0.94	17		
Июль 3.36	1091	213, <i>a</i>	+28	158	0.50	26	<i>N</i>	
	1092	213	+28	155	0.51	14	<i>N</i>	
	1093	211	+32	189	0.52	9	<i>N</i>	
		211, <i>a</i>	+34	185	0.54	20	<i>N</i>	
		219, <i>a</i>	+25	204	0.58	17	<i>N</i>	
		219, <i>b</i>	+31	199	0.58	18	<i>S</i>	
		219	+25	199	0.54	12	<i>S</i>	
		219	+30	195	0.55	2	<i>S</i>	
		212, <i>a</i>	+20	187	0.37	17	<i>N</i>	
		206	—14	240	0.92	17	<i>S</i>	
		207	—31	225	0.86	22	<i>S</i>	
		216	—18	153	0.47	18	<i>S</i>	
		217, <i>a</i>	—24	143	0.64	23	<i>S</i>	
		217, <i>b</i>	—28	131	0.79	17	<i>N</i>	
		220, <i>a</i>	+17	95	0.98	15		
4.32	1094	206	—14	240	0.98	13		$D=10''$

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Июль d 4.32	1095	207	-31°	225°	0.95	23		
	1096	219, a	+26	204	0.73	10	N	
	1097	219, b	+30	198	0.68	16	S	
		219	+26	199	0.66	8	S	
		219	+30	195	0.66	18	S	
		211, a	+35	185	0.62	17	N	
		212, a	+20	187	0.49	08	N	
		220, a	+17	95	0.91	12		
		223, a	-20	80	0.99	15		
		216	-17	154	0.35	19	S	
		217, a	-24	145	0.52	19	S	
		217, b	-27	131	0.68	19	N	
		213, a	+28	158	0.44	24	N	
6.36	1106	219, b	+31	200	0.92	13		
	1107	219	+31	197	0.91	2		
		219	+30	201	0.92	15		
		212, a	+21	187	0.81	2	N	
		216	-15	154	0.43	19	S	
		217, a ₁	-23	149	0.49	14	S	
		217, a ₂	-24	145	0.49	21	S	
		217, b	-27	131	0.50	17	N	
		226	+25	117	0.45	17	N	
		220, a	+20	96	0.65	17	N	
		220	+20	89	0.73	3	S	
		223, a	-21	81	0.83	19	S	
		227, a	+14	59	0.98	12		
10.32	1115	213, a	+27	156	0.96	8		
	1116	213	+27	158	0.97	2		
	1117	216	-17	154	0.97	1		
		217, a	-23	142	0.91	2		
		217, b	-27	127	0.72	1	N	
		226	+23	118	0.63	9	N	
		220, a	+20	90	0.30	24	N	
		220, b	+20	85	0.28	20	S	
		220	+20	95	0.35	8	N	
		223, a ₁	-20	80	0.42	21	S	
		223, a ₂	-22	79	0.45	18	S	
		227, a	+16	57	0.46	(9)	N	
		227, b	+16	52	0.52	6	S	
		229, a	+19	36	0.74	12	N	
		228	+20	30	0.82	10	N	
		229, b	+22	24	0.85	18	S	
		230, a	+35	20	0.92	(2)		
		230, b	+33	12	0.95	7		

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание	
			φ	L					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Июль 13.79	1127	220, <i>a</i>	+20°	91°	0.83	19	<i>N</i>	<i>D=12"</i>	
		1128	220, <i>b</i>	+19	87	0.79	16		<i>S</i>
		1129	225	+25	79	0.74	14		<i>N</i>
		227, <i>a</i>	+15	56	0.38	17	<i>N</i>		
		227, <i>b</i>	+15	53	0.33	20	<i>S</i>		
		223, <i>a</i>	—21	81	0.77	(9)	<i>S</i>		
		223	—24	79	0.78	14	<i>S</i>		
		235, <i>a</i>	—26	81	0.79	9	<i>S</i>		
		235, <i>b</i>	—28	76	0.67	10	<i>N</i>		
		228, <i>a</i>	+18	42	0.26	17	<i>N</i>		
		228, <i>b</i>	+23	28	0.32	17	<i>S</i>		
		229	+21	28	0.31	10	<i>S</i>		
		230, <i>a</i>	+34	25	0.53	18	<i>N</i>		
		230, <i>b</i>	+33	12	0.61	7	<i>S</i>		
		234, <i>a</i>	+16	357	0.65	17	<i>N</i>		
17.71	1139	239	+15	70	0.99	21			
		243, <i>a</i>	+26	338	0.35	20	<i>N</i>		
		238	—17	306	0.69	16	<i>S</i>		
		244	—23	285	0.88	16			
20.33	1140	243, <i>a</i>	+25	336	0.51	17	<i>N</i>		
		243	+25	334	0.50	16	<i>N</i>		
		243, <i>b</i>	+26	328	0.44	20	<i>S</i>		
		238	—17	304	0.40	20	<i>S</i>		
		244	—22	284	0.60	13	<i>S</i>		
22.52	1141	243, <i>a</i>	+24	336	0.82	21	<i>N</i>		
		1142	243, <i>b</i>	+27	326	0.74	21	<i>S</i>	
	243	+26	338	0.84	21	<i>N</i>			
	243	+26	335	0.82	19	<i>N</i>			
	243	+26	332	0.80	20	<i>N</i>			
	238	—17	305	0.51	25	<i>S</i>			
	244	—22	285	0.47	16	<i>S</i>			
	246, <i>a</i>	—20	218	0.92	28				
	246	—20	213	0.93	22				
	246	—21	206	0.97	18				
23.36	1146	243, <i>a</i>	+24	339	0.93	(4)			
		243, <i>b</i>	+26	324	0.82	20	<i>S</i>		
		238	—17	305	0.66	22	<i>S</i>		
		246, <i>a</i>	—22	218	0.83	22	<i>S</i>		
		246	—23	211	0.90	28	<i>S</i>		
27.50	1169	252, <i>a</i>	+27	238	0.50	19	<i>N</i>		
		252, <i>b</i>	+27	233	0.45	17	<i>S</i>		
		246, <i>a</i> ₁	—24	218	0.50	28	<i>S</i>		
		246, <i>a</i> ₂	—23	220	0.49	27	<i>S</i>		
		246, <i>b</i>	—23	207	0.50	21	<i>N</i>		

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times$ 10^{-1}	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Июль ^d 27.50	1169	253, <i>a</i>	+27°	163°	0.82	19	<i>N</i>	
		254	—24	152	0.93	16		
28.32	1170	252, <i>a</i>	+27	241	0.66	26	<i>N</i>	
		252, <i>b</i>	+26	235	0.60	20	<i>S</i>	
		254	—25	153	0.85	16	<i>S</i>	
29.33	1172	252, <i>a</i>	+26	242	0.82	18	<i>N</i>	
		246, <i>a</i> ₂	—23	220	0.67	26	<i>S</i>	
	1173	246, <i>a</i> ₁	—23	218	0.65	28	<i>S</i>	
		246, <i>b</i>	—24	209	0.60	15	<i>N</i>	
		254	—24	153	0.74	13	<i>S</i>	
		256	—26	142	0.83	19	<i>N</i>	
		256	—26	135	0.88	21	<i>S</i>	
		256	—26	135	0.88	21	<i>S</i>	
30.30	1174	252, <i>a</i>	+26	242	0.90	23	<i>N</i>	
		246, <i>a</i> ₂	—23	219	0.77	27	<i>S</i>	
	1175	246, <i>a</i> ₁	—23	217	0.76	27	<i>S</i>	
		246, <i>b</i>	—25	207	0.68	22	<i>N</i>	
		256, <i>a</i>	—28	133	0.76	12	<i>S</i>	
		261, <i>a</i>	+18	93	0.99	19		
		261, <i>a</i>	+18	93	0.99	19		
31.31	1182	252, <i>a</i>	+26	242	0.96	21		
		246, <i>a</i>	—24	218	0.87	30	<i>S</i>	
		246, <i>b</i>	—25	209	0.81	21	<i>N</i>	
	1184	253, <i>a</i>	+26	168	0.35	(4)	<i>N</i>	
		254	—24	152	0.55	19	<i>S</i>	
		258, <i>a</i>	—14	148	0.45	21	<i>S</i>	
		258, <i>b</i>	—16	139	0.55	20	<i>N</i>	
		258	—15	142	0.50	20	<i>S</i>	
		255	—27	134	0.70	21	<i>S</i>	
		261, <i>a</i>	+18	93	0.94	23		
		261, <i>b</i>	+14	86	0.98	27		
		261, <i>b</i>	+14	86	0.98	27		
		261, <i>b</i>	+14	86	0.98	27		
		261, <i>b</i>	+14	86	0.98	27		
		261, <i>b</i>	+14	86	0.98	27		
		261, <i>b</i>	+14	86	0.98	27		
		261, <i>b</i>	+14	86	0.98	27		
Август 1.31	1188	246, <i>a</i> ₂	—23	217	0.93	28		
		246, <i>a</i> ₁	—23	216	0.93	27		
	1189	246, <i>b</i>	—25	209	0.90	21		
	1190	246, <i>b</i>	—25	209	0.90	21		
	1191	253, <i>a</i>	+27	168	0.45	18	<i>N</i>	
	1192	253, <i>b</i>	+27	160	0.39	19	<i>S</i>	
		253	+26	173	0.48	10	<i>N</i>	
		253	+26	167	0.43	18	<i>N</i>	
		253	+24	159	0.34	14	<i>S</i>	
		258, <i>a</i>	—16	147	0.39	20	<i>S</i>	
		258	—17	140	0.43	14	<i>N</i>	
		258	—15	144	0.38	14	<i>S</i>	
		258, <i>b</i>	—16	137	0.45	19	<i>N</i>	
		258	—14	140	0.40	10		
		254	—25	150	0.52	16	<i>S</i>	
		256, <i>a</i> ₁	—27	131	0.62	21	<i>S</i>	
		256, <i>a</i> ₁	—27	131	0.62	21	<i>S</i>	
		256, <i>a</i> ₁	—27	131	0.62	21	<i>S</i>	
		256, <i>a</i> ₁	—27	131	0.62	21	<i>S</i>	
		256, <i>a</i> ₁	—27	131	0.62	21	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times$ $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
<i>d</i> Август 1.31	1192	256, a_2	-27°	130°	0.63	20	<i>S</i>	
		256, a_3	-27	129	0.64	3	<i>S</i>	
		256	-27	139	0.58	19	<i>S</i>	
		259	$+23$	117	0.61	18	<i>N</i>	
		261, a	$+18$	93	0.85	28	<i>N</i>	
		261, b	$+17$	86	0.90	22	<i>S</i>	
		261	$+18$	90	0.88	16	<i>S</i>	
		261	$+19$	89	0.89	17	<i>S</i>	
		261	$+16$	93	0.85	25	<i>N</i>	
		261	$+23$	92	0.86	18	<i>S</i>	
		261	$+23$	97	0.82	18	<i>N</i>	
		264, a	$+12$	84	0.92	28		
		264	$+15$	80	0.94	29		
		264	$+17$	75	0.96	2		
		264	$+15$	73	0.97	2		
2.30	1193	246, a	-23	219	0.99	25		
		246, b	-28	209	0.99	24		
		258, a	-17	146	0.43	24	<i>S</i>	
		258, b	-16	137	0.40	19	<i>N</i>	
		256, a	-28	131	0.58	20	<i>S</i>	
		256, b	-30	128	0.62	22	<i>N</i>	
		261, a	$+19$	93	0.71	24	<i>N</i>	
		261, b	$+23$	84	0.82	20	<i>S</i>	
		261	$+20$	91	0.74	23	<i>N</i>	
		264, a	$+16$	85	0.79	23	<i>N</i>	
3.39	1200	258, a	-16	148	0.55	22	<i>S</i>	$D > 15''$
		256, a	-27	130	0.57	22	<i>S</i>	
		261, a	$+19$	91	0.56	24	<i>N</i>	
		261, b	$+21$	84	0.66	18	<i>S</i>	
		264, a	$+14$	85	0.74	28	<i>N</i>	
		261	$+17$	93	0.66	21	<i>N</i>	
4.33	1205	253, a	$+24$	167	0.85	15	<i>N</i>	
	1206	258, a	-16	149	0.70	24	<i>S</i>	
		258, b	-16	139	0.59	19	<i>N</i>	
		258	-14	143	0.61	20	<i>S</i>	
		256, a	-21	130	0.63	22	<i>S</i>	
		256	-29	131	0.66	12	<i>S</i>	
		261, a_1	$+21$	91	0.41	24	<i>N</i>	
		261, a_2	$+19$	91	0.27	22	<i>N</i>	
		261, b	$+21$	84	0.50	19	<i>S</i>	
		264, a	$+13$	84	0.45	28	<i>N</i>	
		264, b	$+19$	74	0.62	13	<i>S</i>	
5.44	1210	253, a	$+24$	167	0.94	18		
	1211	258, a	-16	150	0.85	22	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-3}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Август 5.44	1212	256, <i>a</i>	-27°	129°	0.73	19	<i>S</i>	
	1215	263, <i>a</i>	-21	90	0.49	19	<i>S</i>	
		263, <i>b</i>	-22	85	0.52	1	<i>N</i>	
		259, <i>b</i>	+27	106	0.39	7	<i>S</i>	
		261, <i>a</i> ₁	+18	91	0.23	22	<i>N</i>	
		261, <i>a</i> ₂	+17	94	0.21	20	<i>N</i>	
		261, <i>a</i> ₃	+17	89	0.23	28	<i>N</i>	
		261, <i>a</i> ₄	+20	86	0.30	20	<i>N</i>	
		261, <i>b</i> ₁	+20	84	0.32	16	<i>S</i>	
		261, <i>b</i> ₂	+19	85	0.30	16	<i>S</i>	
		261	+17	84	0.29	22	<i>N</i>	
		264, <i>a</i> ₁	+12	86	0.21	27	<i>N</i>	
		264, <i>a</i> ₂	+13	84	0.24	17	<i>N</i>	
		265	+26	56	0.69	20	<i>N</i>	
		269	+16	24	0.94	20		
	6.30	1217	258, <i>a</i>	-17	150	0.93	(13)	
			261	+20	92	0.26	19	<i>N</i>
			271	+26	9	0.96	22	
	7.42	1221	261, <i>a</i> ₂	+18	95	0.45	24	<i>N</i>
		1222	261, <i>a</i> ₁	+17	91	0.39	24	<i>N</i>
			261, <i>a</i> ₃	+18	90	0.39	20	<i>N</i>
			261, <i>a</i> ₄	+22	84	0.35	17	<i>N</i>
			261, <i>b</i>	+18	83	0.30	18	<i>S</i>
			264, <i>a</i> ₁	+14	85	0.29	26	<i>N</i>
			264, <i>a</i> ₂	+14	83	0.26	19	<i>N</i>
			263, <i>a</i>	-20	90	0.55	18	<i>S</i>
			271	+24	5	0.90	24	<i>N</i>
8.32	1229	261, <i>a</i> ₂	+18	94	0.59	21	<i>N</i>	
	1230	261, <i>a</i> ₁	+17	91	0.56	23	<i>N</i>	
	1231	261, <i>a</i> ₃	+19	89	0.53	20	<i>N</i>	
		261, <i>b</i>	+14	85	0.46	12	<i>S</i>	
		261	+20	89	0.53	15	<i>N</i>	
		264, <i>a</i> ₂	+13	84	0.43	21	<i>N</i>	
		264, <i>a</i> ₃	+13	85	0.44	24	<i>N</i>	
		264, <i>a</i> ₄	+13	86	0.45	26	<i>N</i>	
		272, <i>a</i> ₁	+27	72	0.42	2	<i>N</i>	
		272, <i>a</i> ₂	+27	71	0.41	10	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₁	+23	8	0.78	20	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₂	+21	9	0.76	15	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₃	+23	6	0.79	25	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₄	+22	5	0.80	22	<i>N</i>	
		271, <i>b</i>	+27	359	0.86	21	<i>S</i>	
		271	+21	359	0.85	16	<i>S</i>	
		271	+22	358	0.87	17	<i>N</i>	
		269, <i>a</i>	+11	29	0.48	13	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
<i>d</i> Август 8.32	1231	269	+14°	25°	0.53	15	<i>S</i>	<i>D</i> =20"
		273, <i>a</i>	+24	346	0.95	20		
9.43	1234	261, <i>a</i>	+17	93	0.74	23	<i>N</i>	
		264, <i>a</i>	+13	85	0.65	27	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₃	+22	5	0.66	22	<i>N</i>	
		271, <i>b</i>	+27	356	0.78	22	<i>S</i>	
		271	+22	6	0.64	20	<i>N</i>	
		271	+22	9	0.60	20	<i>N</i>	
		275, <i>a</i>	—14	325	0.99	24		
10.36	1239	261, <i>a</i>	+20	90	0.83	23	<i>N</i>	Группа № 275 в обозначении КГС
	1240	264	+14	84	0.76	18	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₁	+24	7	0.50	14	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₃	+24	6	0.51	22	<i>N</i>	
		271, <i>b</i>	+27	359	0.60	25	<i>S</i>	
		271	+23	8	0.48	17	<i>N</i>	
		271	+23	357	0.60	20	<i>S</i>	
		273, <i>a</i>	+26	347	0.73	19	<i>N</i>	
		275, <i>a</i> ₁	—13	323	0.95	25		
		275, <i>a</i> ₂	—15	324	0.96	23		
		275, <i>b</i>	—20	320	0.97	19		
12.38	1244	261	+17	93	0.99	17		
	1245	264	+14	85	0.98	23		
		271, <i>a</i> ₁	+22	8	0.29	19	<i>N</i>	
		271, <i>a</i> ₃	+24	6	0.31	22	<i>N</i>	
		271, <i>b</i>	+26	357	0.36	21	<i>S</i>	
		271	+23	11	0.32	28	<i>N</i>	
		271	+20	360	0.26	20	<i>N</i>	
		275, <i>a</i> ₁	—15	330	0.65	26	<i>S</i>	
		275, <i>a</i> ₂	—15	329	0.66	21	<i>S</i>	
		275	—15	318	0.80	20	<i>S</i>	
		275, * <i>a</i>	—19	327	0.71	18	<i>S</i>	
14.79	1251	271, <i>a</i> ₁	+24	6	0.58	20	<i>N</i>	
	1252	271, <i>a</i> ₂	+24	5	0.57	22	<i>N</i>	
		271, <i>b</i>	+24	355	0.44	20	<i>S</i>	
		275, <i>a</i> ₁	—13	331	0.34	25	<i>S</i>	
		275, <i>a</i> ₂	—13	329	0.35	19	<i>S</i>	
		275, <i>b</i>	—17	319	0.46	18	<i>N</i>	
		275	—15	325	0.40	21	<i>S</i>	
		275	—19	317	0.59	17	<i>N</i>	
		275, * <i>a</i>	—21	328	0.49	22	<i>S</i>	
		275, * <i>b</i>	—11	325	0.49	27	<i>N</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Август 14.79	1252	277, <i>a</i>	+28°	309°	0.51	16	<i>N</i>	<i>D=12''</i>
		277, <i>b</i>	+30	305	0.58	22	<i>S</i>	
		280, <i>a</i>	+21	259	0.96	26		
15.41	1256	271, <i>a</i> ₁	+25	3	0.65	18	<i>N</i>	
	1257	271, <i>a</i> ₂	+24	6	0.68	21	<i>N</i>	
		273	+26	349	0.49	1	<i>S</i>	
		273, <i>a</i>	+26	345	0.45	15	<i>N</i>	
		275, <i>a</i> ₁	—13	333	0.37	18	<i>S</i>	
		275, <i>a</i> ₂	—15	329	0.37	16	<i>S</i>	
		275, <i>b</i>	—16	320	0.40	16	<i>N</i>	
		275	—16	317	0.41	12	<i>N</i>	
		275	—15	326	0.38	16	<i>S</i>	
		275	—16	324	0.39	2	<i>S</i>	
		275	—16	321	0.39	2	<i>N</i>	
		275,* <i>a</i>	—21	327	0.47	24	<i>S</i>	
		275,* <i>b</i>	—21	323	0.47	20	<i>N</i>	
16.32	1261	271, <i>a</i>	+24	5	0.79	22	<i>N</i>	
		275, <i>a</i>	—13	333	0.47	22	<i>S</i>	
		275	—16	324	0.43	19	<i>S</i>	
		275,* <i>a</i>	—22	322	0.49	27	<i>S</i>	
		275,* <i>b</i>	—22	317	0.48	22	<i>N</i>	
		280, <i>a</i>	+23	258	0.82	27	<i>N</i>	
		284, <i>a</i>	+48	228	0.99	19		
17.28	1266	271, <i>a</i>	+24	5	0.89	20	<i>N</i>	
	1267	275, <i>a</i>	—14	332	0.61	25	<i>S</i>	
		275	—19	328	0.61	25	<i>S</i>	
		275	—22	326	0.62	18	<i>S</i>	
		275,* <i>b</i>	—22	322	0.58	15	<i>N</i>	
		280, <i>a</i>	+22	259	0.66	25	<i>N</i>	
		282, <i>a</i>	+28	244	0.83	13	<i>N</i>	
		282, <i>b</i>	+27	239	0.86	3		
		284, <i>a</i>	+48	229	0.94	14	<i>N</i>	
		277	+32	303	0.42	3	<i>S</i>	
		285	+25	220	0.98	2		
18.43	1271	275, <i>a</i>	—13	333	0.78	20	<i>S</i>	
	1272	275,* <i>a</i>	—21	326	0.74	24	<i>S</i>	
		275,* <i>b</i>	—21	323	0.72	21	<i>N</i>	
		271, <i>a</i>	+24	5	0.98	9		
		286, <i>a</i>	+35	324	0.71	2		
		280, <i>a</i> ₁	+22	258	0.50	24	<i>N</i>	
		280, <i>a</i> ₂	+22	257	0.52	25	<i>N</i>	
		282, <i>a</i>	+28	245	0.68	8	<i>N</i>	
		282, <i>b</i>	+28	238	0.75	5	<i>S</i>	
		284, <i>a</i>	+48	228	0.88	16		

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times$ 10^{-2}	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Август 18.43 ^d	1272	287, <i>a</i>	—17°	263°	0.58	18	<i>S</i>	
		287, <i>b</i>	—19	257	0.62	8	<i>N</i>	
		287	—17	260	0.56	2	<i>S</i>	
		283, <i>a</i>	—20	341	0.88	3	<i>S</i>	
		283, <i>b</i>	—21	330	0.79	7	<i>N</i>	
		289, <i>a</i>	—22	213	0.98	20		
		285	+24	219	0.90	4		
19.54	1280	275,* <i>a</i>	—22	324	0.87	18	<i>S</i>	
	1281	286, <i>a</i>	+36	324	0.85	7	<i>N</i>	
		286, <i>b</i>	+39	319	0.80	4	<i>S</i>	
		280, <i>a</i>	+22	258	0.33	24	<i>N</i>	
		287, <i>a</i>	—18	265	0.48	23	<i>S</i>	
		287, <i>b</i>	—18	259	0.45	19	<i>N</i>	
		288, <i>b</i>	—20	231	0.72	17	<i>N</i>	
		289, <i>a</i>	—22	213	0.87	25	<i>S</i>	
		284, <i>a</i>	+48	224	0.84	19	<i>N</i>	
20.39	1286	275,* <i>a</i> ₁	—23	323	0.88	10		
		275,* <i>a</i> ₂	—23	324	0.89	13		
		287, <i>a</i>	—18	267	0.42	22	<i>S</i>	
		287, <i>b</i>	—20	256	0.43	20	<i>N</i>	
21.52	1293	275,* <i>a</i>	—23	323	0.98	12		
	1294 1295	291, <i>a</i>	—22	280	0.70	22	<i>S</i>	
		291	—27	271	0.66	20		
		291	—28	270	0.67	3	<i>N</i>	
		280, <i>a</i>	+22	258	0.35	28	<i>N</i>	
		280	+25	259	0.40	17	<i>S</i>	
		280	+24	262	0.42	21	<i>N</i>	
		287, <i>a</i>	—19	265	0.53	20	<i>S</i>	
		287, <i>b</i>	—18	255	0.43	20	<i>N</i>	
		287	—19	263	0.51	19	<i>S</i>	
		288, <i>a</i>	—21	238	0.45	20	<i>S</i>	
		288, <i>b</i>	—23	229	0.53	15	<i>N</i>	
		289, <i>a</i>	—23	211	0.68	26	<i>S</i>	
		289	—26	204	0.75	22	<i>S</i>	
		289	—26	207	0.73	17	<i>S</i>	
		289	—26	202	0.78	10	<i>N</i>	
		284, <i>a</i>	+49	221	0.72	20	<i>N</i>	
22.38	1297	291, <i>a</i> ₁	—24	278	0.80	21	<i>S</i>	
	1298	291, <i>a</i> ₂	—27	277	0.81	18	<i>S</i>	
	1299	291, <i>a</i> ₃	—24	277	0.80	7	<i>S</i>	
	1300	291, <i>a</i> ₄	—27	276	0.79	14	<i>S</i>	
	1301	291, <i>b</i> ₁	—27	270	0.74	25	<i>N</i>	
		291, <i>b</i> ₂	—29	274	0.79	17	<i>S</i>	
		287, <i>a</i> ₁	—19	264	0.63	22	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (москowsкое)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-4}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Август 22.38 ^d	1301	287, a_2	-20°	262°	0.62	24	S	Группа № 290 в обозначении KGS
		287, b_1	-20	255	0.54	22	N	
		287, b_2	-20	256	0.55	13	N	
		287, b_3	-17	255	0.51	8	N	
		287	-20	259	0.58	2	N	
		287	-18	259	0.57	2	N	
		287	-21	260	0.62	1	S	
		288, a	-21	240	0.47	18	S	
		288, b_1	-22	228	0.47	20	N	
		288, b_2	-21	231	0.44	7	N	
		288	-22	233	0.46	15	N	
		288	-20	235	0.43	3	N	
		288	-21	236	0.44	2	S	
		288	-22	236	0.44	5	S	
		289, a	-24	212	0.48	29	S	
		289, b	-26	198	0.72	19	N	
		289, c_1	-27	208	0.63	14	S	
		289, c_2	-27	205	0.68	20	S	
		289, c_3	-26	201	0.68	19	S	
		289	-19	220	0.46	4	N	
		292, a	+24	231	0.31	3	N	
		292, b	+22	225	0.29	2	S	
		292	+21	229	0.25	4	N	
		295, a	+32	207	0.58	6	N	
		295	+33	206	0.59	1	N	
		284, a	+49	221	0.69	20	N	
		284, b	+47	213	0.69	1	S	
		284	+47	216	0.68	4	N	
23.48	1315	291, a	-24	278	0.91	18		
	1316	291, b	-26	276	0.90	8		
	1317	291	-26	272	0.87	2		
	1318	287, a_1	-19	265	0.78	24	S	
	1319	287, a_2	-20	264	0.78	27	S	
		287, b	-20	255	0.70	16	N	
		287	-20	259	0.74	3	N	
		287	-18	260	0.73	1	N	
		287	-20	257	0.72	1	N	
		288, a	-21	239	0.57	16	S	
		288	-21	237	0.58	4	S	
		288, b	-22	228	0.50	10	N	
		288	-22	229	0.51	4	N	
		288	-21	234	0.49	5	S	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-4}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Август 24.34 ^d	1322	291, a	—24°	280°	0.97	20		
	1323	291, b	—26	271	0.93	8		
	1324	287, a	—20	265	0.87	25	S	
		287, b	—20	256	0.82	20	N	
		288, a	—21	241	0.68	20	S	
		288, b	—23	231	0.60	7	N	
		289, a	—24	210	0.48	32	S	
		289, b	—28	200	0.55	17	N	
		289	—28	208	0.54	20	S	
		298	—23	217	0.32	4	N	
		292, a	+24	233	0.49	4	N	
		295, a	+30	209	0.39	21	N	
		295, b	+32	202	0.44	21	S	
		295, c	+30	206	0.41	20	N	
		284	+47	213	0.64	9	N	
		299, a	—23	150	0.86	6		
		300	+28	143	0.93	0.4		
26.64	1326	280, a	+22	255	0.96	12		D=10"
	1327	280, b	+27	252	0.94	8		
	1328	301	—31	238	0.93	8		
		288, a	—20	241	0.92	10		
		289, a	—23	209	0.68	26	S	
		289, b	—28	202	0.67	8	N	
		295, a	—27	212	0.63	18	N	
		295, b	+33	200	0.57	18	S	
		295, c	+29	207	0.60	15	N	
		284	+49	214	0.79	15	N	
		303, a	+26	150	0.51	10	N	
		303, b	+27	145	0.58	4	S	
27.37	1332	280, b	+27	254	0.99	16		D=15"
	1333	289, a	—24	210	0.79	30	S	
	1334	289	—28	205	0.74	13	S	
	1335	295, a	+28	213	0.76	23	N	
		295, b	+30	203	0.68	23	S	
		295	+28	210	0.72	19	N	
		295	+31	199	0.63	21	S	
		284	+48	213	0.83	20	N	
		303, a	+26	152	0.41	18	N	
		303, b	+27	145	0.48	16	S	
		304	—21	115	0.83	18	S	
		305, a	—27	105	0.92	21		
		305, b	—28	102	0.94	17		
		305	—27	102	0.94	19		
		308, a	—18	94	0.97	10		
		306	+21	89	0.98	21		

Дата и время наблюдения (моск.время)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			λ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
^d Август 27.37	1335	306	+19°	93°	0.96	14		
		306	+19	89	0.97	3		
28.29	1339	280, a	+22	255	>0.99	5		
	1340	280	+27	252	>0.99	3		
	1341	289, a	+22	210	0.86	28	S	
		295, a	+28	214	0.88	23	N	
		295, b	+33	196	0.72	21	S	
		295	+29	207	0.82	22	N	
		284	+48	214	0.91	16		
		303, a	+24	150	0.31	11	N	
		303, b	+27	144	0.38	18	S	
		305, a	-27	106	0.81	21	S	
		305, b	-28	102	0.85	19	N	
		305	-27	101	0.85	2	S	
		307, a	-23	182	0.62	3	S	
		307, b	-24	176	0.58	2	N	
		307	-22	185	0.67	3		
		308, a	-19	95	0.88	15	S	
		308, b	-19	88	0.92	6		
		306, a	+21	90	0.90	26	N	
		306	+19	83	0.94	24		
		306	+14	85	0.94	24		
		306	+20	95	0.85	10		
29.47	1349	295, a	+32	214	0.94	19		
	1350	295, b	+33	196	0.86	15	S	
	1351	295	+28	209	0.93	17		
		284	+48	212	0.98	3		
		289	-23	210	0.97	17		
		303, b	+27	143	0.36	14	S	
		305, a	-27	107	0.71	(17)	S	
		305, b	-27	103	0.73	(18)	N	
		302, b	-22	148	0.48	3	N	
		306, a	+17	96	0.66	24	N	
		306	+21	92	0.74	9	N	
		306	+18	92	0.73	5	N	
		306	+20	89	0.82	12	N	
		306	+19	83	0.83	7	N	
		306	+15	82	0.83	21	N	
		310	+34	85	0.84	(8)	N	
30.36	1354	295, a	+28	210	0.98	17		
	1355	295, b	+33	196	0.97	13		
	1356	295	+28	215	0.99	13		
		284	+47	210	0.99	4		
		289	-24	210	0.99	21		

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание	
			φ	L					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Август 30.36 ^d	1356	299, <i>a</i>	—22°	149°	0.57	17	<i>N</i>		
		299, <i>b</i>	—24	146	0.59	17	<i>S</i>		
		305, <i>a</i>	—27	106	0.63	23	<i>S</i>		
		305, <i>b</i>	—27	100	0.68	21	<i>N</i>		
		305	—29	104	0.67	20	<i>S</i>		
		305	—26	103	0.66	18	<i>S</i>		
		305	—26	97	0.68	16	<i>N</i>		
		306, <i>a</i>	+20	97	0.59	30	<i>N</i>		
		306	+13	89	0.62	11	<i>N</i>		
		306, <i>c</i>	+14	84	0.69	22	<i>N</i>		
		306	+18	91	0.60	14	<i>N</i>		
		306	+16	86	0.67	10	<i>N</i>		
		306	+23	90	0.63	7	<i>N</i>		
		306	+21	99	0.52	13	<i>N</i>		
		311	+11	126	0.08	3	<i>N</i>		
		310	+33	85	0.75	23	<i>N</i>		
31.35	1361	295, <i>a</i>	+29	204	0.99	12			
	1362	295, <i>b</i>	+33	194	0.98	16			
	1363	295	+30	200	0.99	17			
	1364	299, <i>a</i>	—23	150	0.74	15	<i>N</i>		
		299, <i>b</i>	—24	145	0.70	9	<i>S</i>		
		303, <i>a</i>	+24	149	0.61	18	<i>N</i>		
		303, <i>b</i>	+27	142	0.53	7	<i>S</i>		
		306	+15	83	0.33	22	<i>N</i>		
		306	+19	89	0.46	20	<i>N</i>		
		306, <i>a</i>	+18	98	0.52	27	<i>N</i>		
		305, <i>b</i>	—28	98	0.61	23	<i>N</i>		
		310, <i>a</i>	+32	86	0.58	21	<i>N</i>		
		310, <i>b</i>	+37	78	0.68	19	<i>S</i>		
		312	+21	121	0.26	(1)	(<i>S</i>)		
Сентябрь 1.32	1387	299	—22	150	0.81	7	<i>N</i>		$D=14''$
	1388	305, <i>a</i>	—27	104	0.55	20	<i>S</i>		
		305, <i>b</i>	—27	96	0.56	17	<i>N</i>		
		306, <i>a</i>	+18	97	0.23	12	<i>N</i>		
		310	+37	77	0.62	6	<i>S</i>		
		310, <i>b</i>	+37	76	0.62	20	<i>S</i>		
		314	—26	87	0.57	12	<i>S</i>		
2.37	1394	303	+26	144	0.83	7			$D=11''$
	1395	312	+22	123	0.61	10	<i>N</i>		
	1396	313, <i>a</i>	+23	119	0.57	11	<i>N</i>		
		313, <i>b</i> ₁	+22	115	0.52	10	<i>S</i>		
		313, <i>b</i> ₂	+24	114	0.51	14	<i>S</i>		
		305, <i>a</i>	—27	105	0.61	15	<i>S</i>		
		305, <i>b</i>	—27	98	0.58	11	<i>N</i>		

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Сентябрь 2.37	1396	310, <i>a</i>	+32°	86°	0.42	20	<i>N</i>	<i>D=14''</i>
		310, <i>b</i>	+36	75	0.51	13	<i>S</i>	
		310	+36	80	0.49	4	<i>S</i>	
		310	+35	77	0.48	4	<i>S</i>	
		306, <i>a</i>	+19	98	0.28	21	<i>N</i>	
		306	+19	93	0.23	1		
		306	+18	88	0.20	19	<i>N</i>	
		306, <i>c</i>	+14	83	0.13	22	<i>N</i>	
		306	+16	98	0.24	13	<i>S</i>	
3.50	1405	305, <i>a</i> ₁	—28	104	0.71	17	<i>S</i>	
		305, <i>a</i> ₂	—28	102	0.69	15	<i>S</i>	
		305, <i>b</i>	—26	95	0.62	13	<i>N</i>	
		306, <i>a</i>	+18	97	0.44	25	<i>N</i>	
		306	+15	87	0.28	19	<i>N</i>	
		306, <i>c</i>	+14	81	0.22	20	<i>N</i>	
		310, <i>a</i>	+32	85	0.45	24	<i>N</i>	
4.30	1409	313, <i>a</i>	+22	120	0.84	19	<i>N</i>	
		310, <i>a</i>	+32	85	0.52	24	<i>N</i>	
	1410	310, <i>b</i>	+35	78	0.52	15	<i>S</i>	
		310	+32	80	0.50	11	<i>S</i>	
	1411	310	+36	73	0.50	11	<i>S</i>	
		306	+17	89	0.48	14	<i>N</i>	
		306, <i>a</i>	+18	97	0.56	24	<i>N</i>	
		306	+14	83	0.38	21	<i>N</i>	
		305, <i>a</i>	—29	105	0.81	18	<i>S</i>	
		318, <i>b</i>	—12	12	0.79	8	<i>N</i>	
		320	+ 8	41	0.35	2	<i>S</i>	
		303	+28	150	0.99	20		
6.53	1433	313	+21	115	0.87	6		
		306, <i>a</i>	+17	98	0.90	19	<i>N</i>	
	1434	306	+15	83	0.77	16	<i>N</i>	
		310, <i>a</i>	+32	83	0.81	18	<i>N</i>	
		318	—12	15	0.42	12	<i>S</i>	
		323, <i>a</i>	—13	342	0.87	12	<i>S</i>	
		323, <i>b</i>	—17	335	0.88	15	<i>N</i>	
		324, <i>a</i> ₁	—23	325	0.94	21		
		324, <i>a</i> ₂	—23	320	0.97	10		
		324, <i>b</i>	—24	318	0.98	10		
		324	—22	318	0.98	12		
		324	—26	318	0.98	13		
7.41	1439	310, <i>a</i>	+33	84	0.90	22	<i>N</i>	
		306	+20	95	0.94	19		
		325, <i>a</i>	+26	59	0.65	17	<i>N</i>	
		325, <i>b</i>	+23	57	0.61	17	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра диска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Сентябрь ^d 7.41	1442	325	+22°	60°	0.60	10	S	
		323, a	—14	345	0.65	15	S	
		323	—15	340	0.71	6	S	
		323, b	—17	336	0.78	19	N	
		323	—14	337	0.76	7	S	
		324, a ₁	—26	330	0.86	20	S	
		324, a ₅	—22	321	0.89	21	N	
		324, a ₂	—23	330	0.85	20	S	
		324, a ₃	—23	327	0.88	18	S	
		324, a ₄	—23	325	0.88	19	S	
		318, a	—15	16	0.39	16	S	
		318, b	—15	13	0.40	6	N	
		326	+18	67	0.70	1		
8.30	1444	318, a	—13	17	0.36	17	S	
	1445	318	—13	13	0.34	15	N	
		323, a	—14	345	0.53	16	S	
		323, b	—17	336	0.65	16	N	
		323	—14	341	0.55	9	S	
		324, a ₁	—22	328	0.78	22	S	
		324, a ₂	—21	325	0.78	18	S	
		324, a ₃	—23	325	0.78	20	S	
		324, a ₅	—20	323	0.79	15	N	
		324, a ₄	—23	323	0.86	13	S	
		324, b	—24	318	0.85	15	N	
		324	—22	317	0.86	21	S	
		328	+20	59	0.77	9	N	
10.38	1453	323, a	—14	345	0.38	22	S	
	1454	323, b	—16	334	0.40	19	N	
		324, a ₁	—22	329	0.53	23	S	
		324, a ₂	—23	327	0.54	22	S	
		324, b	—24	318	0.63	20	N	
		324	—25	314	0.68	20	N	
		324	—22	318	0.59	18	S	
		331, a	—24	273	0.94	13		
		332, a	—18	260	0.99	9		
11.35	1459	323, a	—14	348	0.48	21	S	
	1460	323, b	—15	335	0.38	15	N	
		324, a ₁	—23	330	0.51	25	S	
		324, b	—25	320	0.55	18	N	
		324	—24	316	0.56	18	N	
		324	—26	314	0.58	20	N	
		324	—21	314	0.52	16	S	
		331, a	—24	273	0.88	18	S	
		332, a	—16	258	0.96	19		

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра дис- ка Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Сентябрь 11.35	1460	332	-20°	260°	0.98	18		
		332, <i>b</i>	-17	251	0.97	17		
		334, <i>a</i>	+23	256	0.94	12		
		334, <i>b</i>	+23	253	0.95	8		
14.71	1463	324, <i>a</i> ₁	-24	332	0.83	20	<i>S</i>	
	1464	324, <i>b</i>	-27	322	0.76	17	<i>N</i>	
		324	-26	326	0.78	17	<i>S</i>	
		324	-24	323	0.76	11	<i>S</i>	
		324	-18	318	0.68	13	<i>S</i>	
		324	-24	317	0.71	15	<i>N</i>	
		324	-27	316	0.72	17	<i>N</i>	
		331, <i>a</i>	-23	272	0.55	18	<i>S</i>	
		332, <i>a</i> ₁	-18	257	0.59	16	<i>S</i>	
		332	-20	257	0.60	20	<i>N</i>	
		332, <i>a</i> ₂	-16	256	0.59	15	<i>S</i>	
		332	-23	243	0.78	16	<i>S</i>	
		336	-30	233	0.87	20		
	1466	324, <i>a</i>	-26	332	0.96	11		
	1467	324, <i>b</i>	-26	323	0.92	15		
	1468	344	-27	314	0.87	13	<i>N</i>	
16.42		331, <i>a</i>	-23	270	0.52	18	<i>S</i>	
		332	-20	262	0.45	20	<i>N</i>	
		332, <i>a</i> ₁	-15	260	0.38	22	<i>S</i>	
		332, <i>b</i> ₁	-16	252	0.42	13	<i>N</i>	
		332, <i>b</i> ₂	-16	250	0.43	16	<i>N</i>	
		332	-16	255	0.40	16	<i>S</i>	
		334, <i>b</i>	+24	252	0.33	16	<i>S</i>	
		336	-29	232	0.72	16	<i>S</i>	
		341, <i>a</i>	-13	222	0.70	14	<i>S</i>	
		341, <i>b</i>	-16	212	0.81	12	<i>N</i>	
		343, <i>a</i> ₁	-22	200	0.89	20		
		343, <i>a</i> ₂	-23	200	0.90	18		
		337	+44	312	0.83	15		
		340, <i>a</i>	+27	230	0.57	15	<i>N</i>	
		340, <i>b</i>	+27	222	0.69	7	<i>S</i>	
		342	+32	200	0.88	17	<i>N</i>	
	1469	345	+17	322	0.94	17		
	1470	332, <i>a</i>	-16	258	0.41	21	<i>S</i>	
17.42		332, <i>d</i>	-22	254	0.33	21	<i>N</i>	
		332, <i>c</i>	-19	258	0.46	18	<i>S</i>	
		331, <i>a</i>	-25	268	0.60	20	<i>S</i>	
		345	+17	322	0.93	17		
		334, <i>b</i>	+23	252	0.28	19	<i>S</i>	
		340, <i>a</i>	+26	228	0.43	18	<i>N</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра дис- ка Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Сентябрь 17.42 ^d	1470	336	—29°	232°	0.63	18	S	
		341, a	—15	222	0.56	13	S	
		341, c	—15	219	0.59	16	S	
		324	—14	325	0.96	9		
		343, a ₂	—22	198	0.85	23	S	
		342, a	+30	202	0.75	20	N	
		348, a	+27	178	0.72	16	N	
19.49	1471	331, a	—23	269	0.78	12	S	
	1472	332, a	—17	258	0.68	20	S	
	1473	332, d ₁	—21	252	0.65	1	N	
		332, d ₂	—21	258	0.71	14	N	
		332, c	—19	260	0.72	18	S	
		336	—30	232	0.62	3	S	
		340, a	+24	231	0.34	16	N	
		340, b	+25	224	0.31	7	S	
		342, a	+32	198	0.53	15	N	
		342, b	+30	194	0.56	14	S	
		342	+34	204	0.53	14	N	
		343, a	—22	198	0.58	19	S	
		341, a	—13	223	0.35	15	S	
		341, b	—16	212	0.40	4	N	
		341, c	—15	219	0.38	3	S	
		348, a	+27	178	0.71	19	N	
		348, b	+29	172	0.77	17	S	
		356	—12	169	0.82	13	S	
		352, a	+13	262	0.65	6	N	
		352, b	+13	257	0.58	11	S	
20.33	1474	340, a	+26	230	0.45	12	N	
		342, a	+32	198	0.44	(8)	N	
		343, a	—23	198	0.52	(7)	S	
		348, a	+28	178	0.59	14	N	
		348, b	+31	171	0.68	19	S	
		346, a	+24	195	0.37	9	N	
		346, b	+24	188	0.45	11	S	
21.35	1478	332, a	—17	259	0.91	6		
	1479	332	—14	248	0.82	4		
		352, b	+11	253	0.82	10	S	
		341, a	—14	223	0.55	11	S	
		343, a	—24	198	0.52	18	S	
		340, a	+26	229	0.58	17	N	
		342, a	+33	195	0.44	16	N	
		346, b	+24	189	0.33	17	S	
		348, a	+28	179	0.46	19	N	
		348, b	+31	170	0.57	7	S	

Дата и время наблюдения (моск. время)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра дис- ка Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Сентябрь 21.35	1479	355, <i>a</i>	+14°	187°	0.22	15	<i>N</i>	
		355, <i>b</i>	+13	176	0.36	2	<i>S</i>	
22.39	1480	355, <i>a</i>	+13	184	0.12	19	<i>N</i>	
24.28	1486	340, <i>a</i>	+27	227	0.78	13	<i>N</i>	
		343, <i>a</i>	—24	196	0.75	18	<i>S</i>	
		364, <i>a</i>	—28	96	0.92	20		
		364, <i>b</i>	—27	93	0.94	12		
		357	+23	127	0.54	19		
25.34	1497	343, <i>a</i>	—24	199	0.86	16	<i>S</i>	
	1498	357	+22	127	0.38	18	<i>N</i>	
		348, <i>a</i>	+28	176	0.59	19	<i>N</i>	
		355, <i>a</i>	+14	185	0.66	18	<i>N</i>	
		362	—18	124	0.52	2	<i>S</i>	
		364, <i>a</i>	—26	95	0.85	20	<i>S</i>	
		364, <i>b</i>	—25	90	0.87	12	<i>N</i>	
		364, <i>c</i>	—28	90	0.88	18	<i>S</i>	
		363	—18	96	0.81	10	<i>N</i>	
		365, <i>a</i>	+23	68	0.97	10		
26.34	1502	343, <i>a</i>	—22	197	0.94	13		
	1503	355, <i>a</i>	+13	186	0.81	18	<i>N</i>	
		346	+35	193	0.88	4		
		348, <i>a</i>	+28	176	0.73	16	<i>N</i>	
		357	+24	126	0.32	14	<i>N</i>	
		363, <i>b</i>	—17	93	0.68	8	<i>N</i>	
		364, <i>a</i>	—25	94	0.74	12		
		364, <i>b</i>	—24	91	0.77	20	<i>N</i>	
		364, <i>c</i>	—26	90	0.77	13	<i>S</i>	
		364	—29	84	0.82	14	<i>S</i>	
		367	—24	70	0.92	14		
		365, <i>a</i>	+23	68	0.89	19	<i>N</i>	
		366	+36	65	0.91	11		
27.33	1513	356	—16	171	0.82	7		
	1514	355, <i>a</i>	+12	184	0.90	22		
		348, <i>a</i>	+26	175	0.84	15	<i>N</i>	
		363, <i>b</i>	—17	94	0.54	10	<i>N</i>	
		357	+23	125	0.30	19	<i>N</i>	
		364, <i>a</i>	—26	94	0.65	22	<i>S</i>	
		364, <i>b</i>	—26	89	0.67	17	<i>N</i>	
		364, <i>c</i>	—28	88	0.71	22	<i>S</i>	
		364, <i>d</i>	—26	79	0.75	15	<i>N</i>	
		365, <i>a</i>	+23	66	0.77	13	<i>N</i>	
		366	+36	62	0.85	24	<i>N</i>	
		368	+33	46	0.95	17		

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра ли- ска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Сентябрь 28.34	1515	355	+11°	186°	0.99	10		
		357	+24	126	0.48	21	N	
		363, a	-14	101	0.36	12	S	
		363, c	-15	98	0.38	16	S	
		364, a	-27	91	0.57	23	S	
		364, c	-27	86	0.60	21	S	
		364, d	-27	80	0.66	12	N	
		365, a	+22	65	0.64	21	N	
		366	+37	62	0.76	17	N	
	29.56	1516	357	+23	126	0.64	20	N
		1517	363, a	-14	101	0.42	10	S
			364, a	-28	92	0.58	18	S
			364, c	-28	87	0.58	21	S
			364, d	-28	80	0.59	12	N
			365, a	+22	66	0.42	22	N
30.33	1518	366	+36	63	0.58	13	N	
		357	+23	128	0.77	20	N	
		373, b	+17	110	0.57	17	S	
		363, a	-14	101	0.51	16	S	
		364, a	-28	91	0.60	21	S	
		364, c	-28	86	0.58	22	S	
	1519	364, d	-28	78	0.58	13	N	
		357	+23	128	0.88	16	N	
		1521	371, a	+46	120	0.87	14	N
			371, b	+47	115	0.86	10	S
			373, a	+18	115	0.78	14	N
			373, c	+19	109	0.70	11	S
			373, b	+16	109	0.70	15	S
			363, a	-13	102	0.68	14	S
			363, c	-17	96	0.62	10	S
Октябрь 1.43	2.37	1522	364, a	-28	93	0.68	21	S
			364, c	-27	88	0.66	22	S
			364, d	-26	80	0.58	13	N
			364	-30	86	0.65	20	S
			365, a	+21	66	0.23	24	N
			365, b	+21	62	0.23	8	S
			366	+34	63	0.45	10	N
		1523	373, a	+17	114	0.88	20	N
			373, b	+16	108	0.81	13	S
	2.37		371, b	+46	113	0.91	12	S
			378, a	+15	96	0.67	19	N
			364, a	-27	93	0.80	24	S
			364, c	-26	87	0.75	25	S
			364	-27	84	0.73	21	S

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра ди- ска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Октябрь ^d 2.37	1523	364, d	-27°	78°	0.68	16	N	
		365, a	+21	66	0.33	26	N	
		365, b	-21	61	0.28	(3)	S	
		379, a	+16	53	0.16	12	N	
		379, b	+17	48	0.18	6	S	
		376, a	-20	350	0.90	7		
		377, a	+23	352	0.84	9	N	
		377	+20	344	0.91	12		
	3.35 1524	371, a	+45	122	0.99	12		
	1525	371, b	+46	114	0.95	12		
	1526	373, a	+16	115	0.96	18		
		373, b	+17	107	0.92	12		
		364, a	-29	91	0.88	21	S	
		364, c	-27	87	0.84	21	S	
		364, d	-28	80	0.80	18	N	
		378, a	+14	97	0.84	(10)	N	
		378, b	+14	93	0.80	10	S	
		378, c	+14	96	0.83	4	N	
		365, a	+22	65	0.49	24	N	
		365, c	+20	60	0.41	18	N	
		379, a	+15	53	0.29	13	N	
		375, a	-24	16	0.61	15	S	
		375, b	-26	10	0.67	14	N	
		377	+21	347	0.86	11	S	
		377, b	+22	349	0.76	20	S	
		377	+21	356	0.66	19	N	
		376, a	-21	353	0.78	13	S	
		376, b	-19	349	0.81	14		
		380, a	-12	325	0.99	18		
	4.32 1527	364, a	-28	91	0.94	22		
	1528	364, c	-27	86	0.92	19		
		364, d	-27	79	0.88	12		
		365, a	+21	64	0.68	23	N	
		365, c	+23	60	0.57	11	N	
		379, a	+17	50	0.45	5	N	
		375, a	-23	17	0.52	14	S	
		377, a ₁	+22	357	0.51	23	N	
		377, a ₂	+24	353	0.57	22	N	
		377, b	+23	350	0.60	19	S	
		377	+20	352	0.58	23	S	
		377	+23	346	0.65	18	S	
		377	+21	345	0.65	12	S	
		383, a	+25	330	0.82	10	N	
		376, b	-20	349	0.68	11	N	
		380, a	-14	325	0.88	18	S	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластинки	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра ди- ска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полнота	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Октябрь ^d 4.32	1528	380, <i>b</i>	—14°	322°	0.92	16		
		381, <i>a</i>	—23	317	0.94	18		
		381, <i>b</i>	—23	306	0.98	11		
5.38	1530	364, <i>a</i> ₁	—30	93	0.99	14		
	1531	365, <i>a</i>	+19	62	0.78	20	<i>N</i>	
	1532	379, <i>a</i>	+16	50	0.63	7	<i>N</i>	
		375, <i>a</i>	—24	16	0.50	15	<i>S</i>	
		377, <i>a</i> ₁	+20	357	0.34	16	<i>N</i>	
		377, <i>a</i> ₂	+20	356	0.35	26	<i>N</i>	
		377, <i>a</i> ₃	+20	355	0.36	27	<i>N</i>	
		377, <i>a</i> ₄	+20	354	0.38	12	<i>N</i>	
		377, <i>b</i>	+20	351	0.41	18	<i>S</i>	
		377	+19	350	0.42	17	<i>N</i>	
		377	+19	349	0.43	26	<i>S</i>	
		377	+21	349	0.45	13	<i>S</i>	
		377	+19	347	0.44	18	<i>S</i>	
		377	+20	345	0.48	16	<i>S</i>	
		377	+24	344	0.52	13	<i>S</i>	
		376, <i>b</i>	—20	348	0.57	18	<i>N</i>	
		376	—20	340	0.65	8	<i>S</i>	
		376	—20	336	0.69	6	<i>N</i>	
		380, <i>a</i>	—13	328	0.73	20	<i>S</i>	
		380, <i>b</i>	—14	322	0.79	18	<i>N</i>	
		380	—13	326	0.74	12	<i>S</i>	
		381, <i>a</i>	—23	316	0.87	20	<i>S</i>	
		381, <i>b</i>	—23	307	0.92	10		
6.39	1533	365, <i>a</i>	+19	64	0.96	18		
		377, <i>b</i>	+21	351	0.30	18	<i>S</i>	
		377	+23	344	0.39	16	<i>S</i>	
		376, <i>b</i>	—21	347	0.49	17	<i>N</i>	
		381, <i>a</i>	—23	316	0.77	19	<i>S</i>	
		384, <i>a</i>	+27	303	0.81	15	<i>N</i>	
7.61	1544	365, <i>a</i>	+21	63	0.99	16		
	1545	377, <i>a</i>	+20	357	0.34	26	<i>N</i>	
		377, <i>b</i>	+22	350	0.30	20	<i>S</i>	
		377	+17	358	0.33	18	<i>N</i>	
		377	+23	342	0.29	15	<i>S</i>	
		376, <i>a</i>	—21	351	0.46	3	<i>S</i>	
		376, <i>b</i>	—20	348	0.43	15	<i>N</i>	
		376	—20	340	0.42	(1)	<i>S</i>	
		376	—21	337	0.42	19	<i>S</i>	
		383, <i>a</i>	+23	331	0.37	2	<i>N</i>	
		380, <i>a</i>	—13	326	0.42	20	<i>S</i>	
		381, <i>a</i>	—23	317	0.62	19	<i>S</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра дис- ка Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание		
			φ	L						
1	2	3	4	5	6	7	8	9		
Октябрь ^d 7.61	1545	381, <i>b</i>	—24°	309°	0.68	6	<i>N</i>			
		384, <i>a</i>	+27	302	0.70	19	<i>N</i>			
		386	+24	270	0.96	22				
	9.36	1546	377, <i>a</i>	+19	357	0.63	27	<i>N</i>		
		1547	377, <i>b</i>	+20	348	0.51	19	<i>S</i>		
			377	+22	345	0.49	18	<i>S</i>		
			376, <i>b</i>	—22	349	0.63	16	<i>N</i>		
			376	—21	346	0.63	18	<i>S</i>		
			376, <i>c</i>	—22	343	0.58	7	<i>S</i>		
			376	—21	336	0.52	21	<i>S</i>		
			380, <i>a</i>	—15	328	0.37	22	<i>S</i>		
			381, <i>a</i>	—25	315	0.49	17	<i>S</i>		
			381	—26	317	0.52	18	<i>S</i>		
			384, <i>a</i>	+27	304	0.48	19	<i>N</i>		
			386, <i>a</i>	+23	269	0.79	27	<i>N</i>		
			388, <i>a</i>	—21	250	0.81	23			
		13.37	1548	377	+23	344	0.97	11		
			1549	380, <i>a</i>	—13	331	0.92	15		
	380			—11	331	0.92	7			
	383, <i>a</i>			+24	324	0.84	17	<i>N</i>		
	383, <i>b</i>			+24	320	0.82	6	<i>S</i>		
	381, <i>a</i>			—26	313	0.82	17	<i>S</i>		
	386, <i>a</i>			+24	268	0.32	27	<i>N</i>		
	386			+25	273	0.35	3	<i>S</i>		
	388, <i>a</i>			—23	247	0.57	24	<i>S</i>		
	388			—26	246	0.59	6	<i>S</i>		
	388			—29	242	0.61	2	<i>N</i>		
	388			—21	242	0.58	4	<i>S</i>		
	388	—20	246	0.62	7	<i>S</i>				
	393, <i>a</i>	—22	205	0.91	10					
	19.34	1551	386	+22	270	0.99	16			
		1552	388, <i>a</i>	—24	249	0.91	19			
			388	—21	246	0.89	7	<i>S</i>		
			388	—26	245	0.88	2	<i>S</i>		
			399, <i>b</i>	+17	215	0.50	2	<i>S</i>		
			401, <i>a</i> ₁	—12	202	0.37	21	<i>S</i>		
			401, <i>b</i>	—8	194	0.25	7	<i>N</i>		
			401, <i>c</i>	—10	200	0.33	15	<i>S</i>		
			401	—9	199	0.30	4	<i>S</i>		
			397	+25	157	0.59	13	<i>N</i>		
			400, <i>a</i> ₁	+20	115	0.96	10			
			400, <i>a</i> ₂	+17	115	0.96	16			
			402, <i>a</i>	—45	131	0.93	3			
			402, <i>b</i>	—45	128	0.94	4			

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра ди- ска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание	
			φ	L					
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Октябрь ^d 20.36	1553	399, <i>b</i>	+16°	213°	0.52	6	<i>S</i>		
		401, <i>a</i> ₁	—12	201	0.53	18	<i>S</i>		
		401, <i>a</i> ₂	—11	200	0.51	12	<i>S</i>		
		401, <i>b</i>	—10	196	0.44	13	<i>N</i>		
		402, <i>b</i>	—45	129	0.90	10			
		400, <i>a</i> ₁	+19	117	0.88	13	<i>N</i>		
		400, <i>a</i> ₂	+20	117	0.87	14	<i>N</i>		
	21.46	1557	399, <i>b</i>	+16	212	0.82	11	<i>S</i>	
	24.47	1558	409, <i>a</i>	+35	187	0.93	12		
		1559	402, <i>a</i>	—45	134	0.78	1		
			400, <i>a</i>	+17	115	0.22	17	<i>N</i>	
			400, <i>b</i>	+19	121	0.25	9	<i>S</i>	
			400	+13	116	0.17	19	<i>N</i>	
			400	+19	123	0.24	6	<i>S</i>	
			406, <i>a</i>	—22	106	0.50	18	<i>S</i>	
			407, <i>a</i>	—27	76	0.81	23	<i>S</i>	
			407, <i>c</i>	—26	70	0.85	19	<i>S</i>	
			407	—27	65	0.88	14	<i>S</i>	
			407	—24	62	0.88	6	<i>N</i>	
			408, <i>a</i>	+14	64	0.83	23	<i>N</i>	
			408, <i>c</i>	+14	62	0.85	10	<i>N</i>	
			410, <i>a</i>	—14	53	0.94	19		
			410, <i>b</i>	—15	47	0.96	18		
26.36	1560	402, <i>a</i>	—45	132	0.87	8	<i>S</i>		
		400	+11	117	0.37	11	<i>N</i>		
		400, <i>a</i>	+15	115	0.38	9	<i>N</i>		
		406, <i>a</i>	—22	106	0.48	12	<i>S</i>		
		407, <i>a</i>	—28	76	0.62	24	<i>S</i>		
		407, <i>c</i>	—26	70	0.63	18	<i>S</i>		
		407	—27	63	0.71	13	<i>S</i>		
		408, <i>a</i>	+15	63	0.55	20	<i>N</i>		
		410, <i>a</i>	—16	53	0.73	21	<i>S</i>		
		410, <i>b</i>	—15	47	0.78	21	<i>N</i>		
	27.47	1562	402, <i>a</i>	—44	134	0.93	3		
		1563	407, <i>a</i>	—28	76	0.55	23	<i>S</i>	
			407, <i>c</i>	—28	70	0.56	19	<i>S</i>	
			407, <i>b</i>	—28	53	0.66	18	<i>N</i>	
			407	—27	65	0.68	17	<i>S</i>	
			407	—28	59	0.63	15	<i>S</i>	
			408, <i>a</i>	+14	64	0.31	17	<i>N</i>	
			408, <i>c</i>	+14	61	0.36	16	<i>N</i>	
28.39	1568	410, <i>a</i>	—16	51	0.59	23	<i>S</i>		
		410, <i>b</i>	—17	47	0.63	22	<i>N</i>		
		407, <i>a</i>	—28	76	0.56	20	<i>S</i>		

Дата и время наблюдения (можовское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра ли- сна Солнца	Напряже- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Октябрь 28.39 ^d	1568	407, <i>b</i>	—29°	51°	0.61	20	<i>N</i>	
		407, <i>c</i>	—27	69	0.53	13	<i>S</i>	
		407	—28	63	0.55	16	<i>S</i>	
		407	—28	59	0.57	19		
		408, <i>a</i>	+15	54	0.37	21	<i>N</i>	
		410, <i>a</i>	—15	52	0.43	20	<i>S</i>	
		410, <i>b</i>	—16	46	0.53	21	<i>N</i>	
	29.38	407, <i>a</i>	—27	74	0.60	19	<i>S</i>	
		407, <i>b</i>	—30	51	0.57	17	<i>N</i>	
		408, <i>a</i>	+15	63	0.23	17	<i>N</i>	
		410, <i>a</i>	—15	50	0.36	19	<i>S</i>	
		410, <i>b</i>	—17	46	0.39	22	<i>N</i>	
		413, <i>a</i>	+24	351	0.83	19	<i>N</i>	
Ноябрь 1.43	1578	407, <i>a</i>	—30	74	0.91	(9)		
	1579	407	—30	55	0.78	10	<i>S</i>	
		408, <i>a</i>	+12	63	0.74	(11)	<i>N</i>	
		410, <i>a</i>	—16	53	0.67	(8)	<i>S</i>	
		410, <i>b</i>	—19	48	0.64	10	<i>N</i>	
		410, <i>c</i>	—17	51	0.66	8	<i>S</i>	
		413, <i>a</i>	+23	353	0.55	21	<i>N</i>	
		413, <i>b</i>	+21	359	0.46	15	<i>S</i>	
		414	—16	354	0.41	9	<i>S</i>	
		415, <i>a</i>	—11	345	0.52	18	<i>S</i>	
		415, <i>b</i>	—11	334	0.67	12	<i>N</i>	
		419, <i>a</i>	—24	316	0.88	9	<i>S</i>	
	12.46	421, <i>b</i>	—15	304	0.94	16		
		422, <i>a</i>	+27	273	0.73	21	<i>N</i>	
		425	—19	269	0.63	14	<i>S</i>	
		424, <i>a</i>	+23	256	0.55	16	<i>N</i>	
		426, <i>a</i>	—23	245	0.42	19	<i>S</i>	
		426, <i>b</i>	—22	236	0.35	20	<i>N</i>	
		426	—24	241	0.40	19	<i>S</i>	
		430, <i>a</i>	+17	229	0.34	19	<i>N</i>	
		430, <i>c</i>	+16	216	0.39	23	<i>N</i>	
		432, <i>a</i>	—18	228	0.26	17	<i>S</i>	
		431, <i>a</i>	—11	180	0.76	16	<i>S</i>	
		431, <i>b</i>	—12	172	0.83	17	<i>N</i>	
16.41	1587	432, <i>a</i>	—18	228	0.79	22	<i>S</i>	
	1588	432, <i>b</i>	—20	222	0.84	19	<i>N</i>	
	1589	426, <i>b</i>	—24	236	0.87	17	<i>N</i>	
		436, <i>a</i>	—24	181	0.35	15	<i>S</i>	
		431, <i>a</i>	—14	181	0.22	21	<i>S</i>	
		431, <i>b</i>	—12	173	0.19	19	<i>N</i>	
		431	—17	178	0.25	20	<i>N</i>	

Дата и время наблюдения (московское)	№ пластины	№ группы и обозначение пятна	Гелиографиче- ские координаты		Расстояние от центра ди- ска Солнца	Напряжен- ность поля в гауссах $\times 10^{-2}$	Полярность	Примечание
			φ	L				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ноябрь ^d 16.41	1589	431	-14°	178°	0.22	20	N	
		431	— 9	177	0.12	16	N	
		431	—10	182	0.15	1	S	
		424, a	+25	252	0.97	20		
		430, a	+16	230	0.83	(10)		
		435, a	+21	197	0.51	21	N	
		435, b	+23	191	0.48	21	S	
		437, a	+15	106	0.96	19		

О СОДЕРЖАНИИ ТОРИЯ НА СОЛНЦЕ

А. Б. Северный

Рассмотрен вопрос об отождествлении линии $\lambda 4019.140$ с резонансной линией Th II. На основании 36 фотоэлектрических записей спектра в области $\lambda 4019.14$, сделанных на Башенном солнечном телескопе (метод описан в [6]), определена эквивалентная ширина дополнительной депрессии, обусловленной линией Th II (4.97 ± 2.16 mÅ). Используя это значение, для числа атомов Th II получено значение $N_f = 8.95 \cdot 10^9$. К такому же значению приводит рассмотрение глубин среднего контура линии $\lambda 4019.054$ и депрессии, вызванной линией Th II в крыле этой линии. Приведены аргументы в пользу того, что атомы Th находятся преимущественно в состоянии первой ионизации — Th II. Наиболее вероятным, по мнению автора, содержанием Th в солнечной атмосфере является $N(\text{Th}) \leq \sim 10^{10}$ атомов/г. Обращено внимание на большое расхождение между солнечным относительным обилием тория и свинца $\frac{N(\text{Th})}{N(\text{Pb})} \leq \sim 0.01$ и земным (≈ 1). Если имеющиеся данные о содержании Th и Pb на Солнце правильны, то подобное расхождение может иметь большое космогоническое значение. Однако представляется крайне важным в первую очередь уточнить данные о содержании как Th, так и Pb на Солнце.

ON THE ABUNDANCE OF THORIUM ON THE SUN, by A. B. Severny. — The identification of the solar line $\lambda 4019.140$ with the raie ultime of Th II is considered. The equivalent width of the additional depression, presumably connected with this Th II-line (4.97 ± 2.16 mÅ) was determined from 36 photoelectric records of the solar spectrum in the region of $\lambda 4019.14$, obtained with the solar tower telescope (the method is described in [6]). This equivalent width was used for deriving the abundance of Th II-atoms, $N_f = 8.95 \cdot 10^9$. The profile of $\lambda 4019.054$ and the depression in the wing of this line, connected with this Th II-line, also give the above value for N_f . Arguments are put forth that the atoms of Th should be found in the solar atmosphere predominantly in the single ionized state. The author is of the opinion that the most probable abundance of Th in the solar atmosphere is $N(\text{Th}) \leq \sim 10^{10}$ atoms/gramm. Special attention is paid to the large difference between the solar and terrestrial relative abundances $N(\text{Th})/N(\text{Pb})$, which is correspondingly ~ 0.01 and ~ 1 . If the available data on the abundances of Th and Pb on the Sun are correct, this discrepancy is of great cosmogonical significance.

§ 1. Об отождествлении линий тория

Так как сравнение относительного содержания тория и свинца в солнечной атмосфере и для Земли имеет важное значение с точки зрения космогонии, то всякая попытка оценить содержание этих элементов на Солнце представляет интерес. Содержание свинца в атмосфере Солнца

впервые оценено в известной работе Рэссела [1], где приведены значения логарифмов относительно содержания (по числу атомов) (см. табл. 1).

Гринштейн [2] недавно пересмотрел содержание свинца и обнаружил большее относительное содержание его (в группе металлов), чем это было найдено Рэсселом. В настоящей работе мы пытаемся оценить содержание тория и сравнить его с содержанием свинца, определенным этими авторами.

В первую очередь следует рассмотреть вопрос об отождествлении тория на Солнце. Впервые о наличии тория на Солнце было объявлено в работе Мур и Кинга [3]. Эта работа основана на лабораторном исследовании спектров Th I и Th II, получаемых в печи Кинга. Три наиболее сильные линии Th I: $\lambda\lambda$ 5760.554, 4493.340 и 3719.436, согласно этим авторам, едва ли могут быть отождествлены с линиями в спектре Солнца и даже в спектре пятен, хотя достаточно подробного рассмотрения возможного присутствия этих линий в спектре пятна пока сделано не было. Среди линий спектра Th II линия $\lambda 4019.137$ резко выделяется по своей интенсивности (1500 в дуге и 40 в печи, по шкале Кинга). Согласно наиболее полному исследованию спектра тория в работе Мак Нэлли, Гаррисона и Парк [4], эта линия $\lambda 4019.137$ возникает при переходе в низшее состояние и достаточно определенно может быть отнесена к резонансным линиям. Согласно этим авторам, линия $\lambda 4019.137$ возникает при переходе типа $a^4 F_{1\frac{1}{2}} - y^2 F_{2\frac{1}{2}}^0$; соответствующие конфигурации электронов и волновые числа таковы:

Таблица 1

Элемент	Логарифм относительного содержания	
	Рэссел	Гринштейн
H	11.5:	12.00
Ca	6.7	6.28
Pb	1.2	1.7:

Конфигурация	Терм	Волновое число
$6d^2 7s$ $1\frac{1}{2}$	$a^4 F_{1\frac{1}{2}}$ $y^2 F_{2\frac{1}{2}}^0$	0.00 24873.99

Мур и Кинг отмечают, что эта линия $\lambda 4019.137$ хорошо соответствует солнечной линии $\lambda 4019.140$ (—1). Первоначальное отождествление этой линии с линией Co I оказалось несостоятельным, так как последующий анализ спектра Co I показал, что эта линия очень слабая и более слабая, чем остальные того же мультиплета, которые не отождествляются в спектре Солнца. Другие наиболее яркие в печи линии Th II ($\lambda\lambda$ 4391.114, 4919.814, 7525.52), возникающие при переходе между высшими уровнями, не отождествляются в спектре Солнца, что вполне естественно, если принять во внимание, что даже резонансная линия $\lambda 4019.140$ имеет интенсивность —1 по шкале Роуланда. В каталоге Роуланда возле линии $\lambda 4019.140$ имеются следующие линии (табл. 2).

Таблица 2

$\lambda\lambda$	Интенсивность	Отождествление	$\lambda\lambda$	Интенсивность	Отождествление
4018.387	—1	Zr ⁺	4019.303	0	Co
4018.499	—1	?	4019.433	—2	?
4018.693	—2	?	4019.600	—1N	?
4018.849 } .940 }	—1 —1	?	4019.840 } .887 }	—2	Fe ?
4019.054	1	Ce ⁺ , Ni			
4019.140	—1	Th ?			

В той же области, согласно таблицам спектральных линий [5], встречаются также следующие линии (табл. 3).

Первые три линии (отчеркнуты) могут быть исключены из рассмотрения вследствие большого отличия их длин волн ($\sim 0.1 \text{ \AA}$) от интересующей нас линии. Для трех остальных линий (исключая Co I, отождествление которого в спектре Солнца, как выше отмечено, несостоятельно) в последнем столбце табл. 3 указаны приблизительные длины волн, которые

Таблица 3

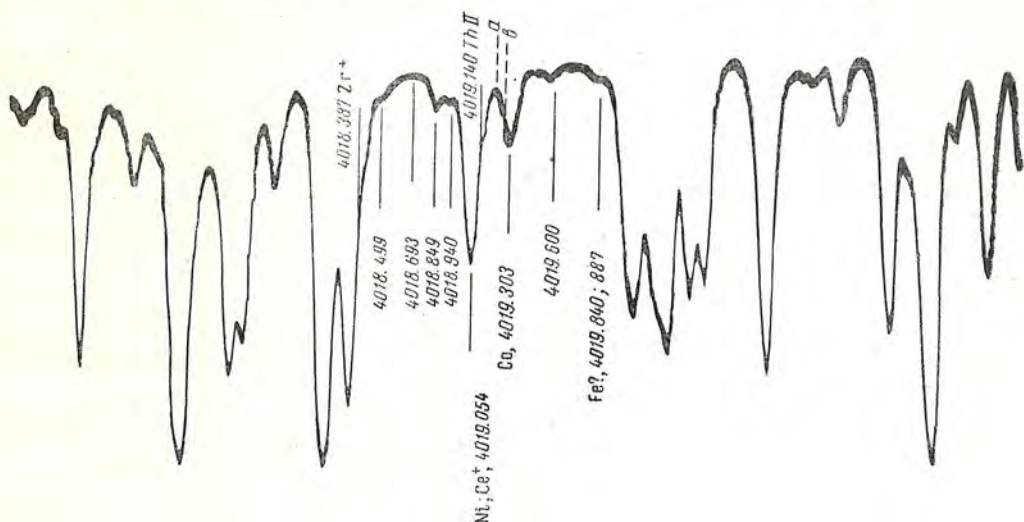
$\lambda\lambda$	Элемент	$\lambda_{\odot}$	$\lambda\lambda$	Элемент	$\lambda_{\odot}$
4019.046	Mo I		4019.140	Co I	4019.208
4019.046	Ni I		4019.193	Ce I	4019.246
4019.046	V I		4019.231	W I	4019.295
			4019.280	Ce II	

можно было бы ожидать для них в спектре Солнца. Фактически, если бы эти линии присутствовали в спектре Солнца, их длины волн были бы заключены между значениями, указанными в 1-м и 3-м столбце, в зависимости от глубины их образования.

В настоящей работе мы имеем дело только с указанной выше линией $\lambda 4019.140$. Рассмотрение различных других линий тория Th I и Th II потребовало бы специального исследования, опирающегося, в частности, на спектр пятна с высокой разрешающей силой и дисперсией. С целью изучения данной линии и прилегающего к ней участка было получено 36 фотоэлектрических записей солнечного спектра центра диска в интересующем нас участке $\lambda\lambda 4015\text{—}4025$ (описание метода фотоэлектрической регистрации спектра Солнца на Башенном солнечном телескопе см. в [6]). Запись производилась при установке решетки в 3-м порядке (спектральная разрешающая сила $\simeq 0.025 \text{ \AA}$, дисперсия $0.5 \text{ \AA/мм}$) при частоте сканирования спектра $= 1/100 \text{ гц}$. При таких условиях и ширине щели электрофотометра 0.05 мм , как указано в [6], разрешающая сила фотоэлектрической регистрации практически совпадала (с точностью до 10%) с указанной выше спектральной разрешающей силой. Записи, проводившиеся

поочередно в прямом и обратном направлении, показывали хорошее совпадение друг с другом. На фиг. 1 приведен пример фотоэлектрической записи интересующего нас участка с отмеченными на нем длинами волн согласно каталогу Роуланда.

Мы видим, что интересующая нас линия $\lambda 4019.140$ выявляется лишь как весьма небольшой изгиб и уступ в красном крыле сравнительно сильной линии $\lambda 4019.054$ (Ni, Ce⁺) интенсивности 1. Около одной трети записей не показывает уступа на красном крыле этой линии, образованного линией $\lambda 4019.140$ и о наличии этой линии свидетельствует только



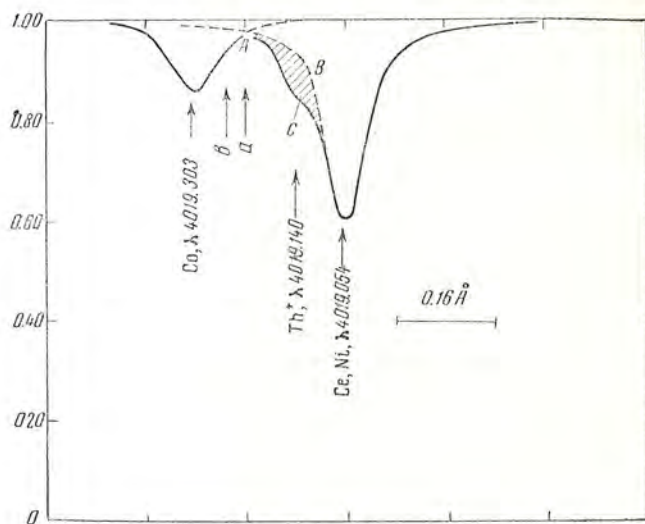
Фиг. 1.

отчетливо выраженная асимметрия контура $\lambda 4019.054$. На фиг. 1 отмечены также положения указанных в табл. 3 линий Se и W (*a* и *b* соответственно), если бы они присутствовали в спектре Солнца. Мы видим, что разрешающая сила нашей записи позволила бы обнаружить линию W, $\lambda 4019.25$, если бы она присутствовала вблизи $\lambda 4019.140$, подобно тому, как наша запись позволяет вполне отчетливо обнаружить разделение линий $\lambda\lambda$ 4018.849 и 4018.940. Кроме того, линии W в спектре Солнца крайне слабые: самая сильная линия этого элемента $\lambda 5053.30$ имеет интенсивность —2 по Роуланду. Что же касается линии *b* — возможной линии Se I, $\lambda 4019.193$, то ее присутствие крайне невероятно, так как в спектре Солнца встречаются только линии Se II. Таким образом, отождествление Мур и Кингом линии $\lambda 4019.140$ с линией $\lambda 4019.137$ Th II является весьма вероятным.

§ 2. Оценка содержания тория

Каждая фотоэлектрическая запись интересующего нас участка спектра была обработана в отдельности. На каждой записи красное крыло линии $\lambda 4019.054$, проведенное с учетом небольшой бленды, возникающей из-за

линий $\lambda\lambda$ 4018.849—4018.940, было симметрично построено с синей стороны, а синее крыло линии λ 4019.303 было симметрично построено с красной стороны (см. фиг. 2, где представлен в увеличенном виде с р е д н и й для всех записей контур интересующих нас линий в участке $\lambda\lambda$ 4019.054—4019.303). Образованную таким образом избыточную депрессию в крыльях линий $\lambda\lambda$ 4019.054 и 4019.303 (ограниченную контуром ABC на фиг. 2)



Фиг. 2.

можно рассматривать как избыточное поглощение, связанное с линией Th II, λ 4019.140. Среднее значение эквивалентной ширины этой избыточной депрессии по 36 записям составляет

$$W = 4.97 \pm 2.16 \text{ m}\text{\AA}. \quad (2.1)$$

Для слабых линий, подобных λ 4019.14, можно оценить количество атомов, участвующих в образовании линии, двояким способом. С одной стороны, можно опираться на приведенное выше значение эквивалентной ширины добавочной депрессии, связанной с этой линией, а с другой стороны, можно использовать профиль этой депрессии. Если использовать обычное значение для тепловой и турбулентной скорости, около 2 км/сек, то величина доплеровской ширины будет

$$\Delta\lambda_D = 0.022 \text{ \AA}, \quad (2.2)$$

или $22 \text{ m}\text{\AA}$, так что отношение $W/\Delta\lambda_D = 0.26$. Поэтому линия λ 4019.14 — еще не насыщенная и лежит на прямолинейной части кривой роста ($W \propto Nf$). Применим для этой линии соотношение между W и числом атомов для модели Милна—Эддингтона [7]

$$W = 0.464 \frac{\sigma_v}{k_v} = \frac{0.464}{k_v} \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 N f, \quad (2.3)$$

откуда

$$N = \frac{1.51 \cdot 10^{10} k_v W (\text{m}\text{\AA})}{f} \text{ атомов/г.} \quad (2.4)$$

Считая среднюю оптическую толщину образования рассматриваемой линии $\bar{\tau}_0 = 0.25$, для отношения k_v/k , согласно [8], будем иметь значение приблизительно 0.55, а для величины $k = 0.214$. Таким образом, величина $k_v \approx 0.12$ и

$$N = 1.80 \cdot 10^9 W (\text{m}\text{\AA})/f. \quad (2.5)$$

Используя для W измеренное значение (2.1), получим

$$N = 8.95 \cdot 10^9 / f \text{ атомов/г.} \quad (2.6)$$

С другой стороны, из среднего контура линий на фиг. 2 следует, что глубина профиля депрессии в точке C составляет 0.15, так что оптическая глубина в месте C контура

$$\tau_v(C) \simeq \tau_v(\Delta\lambda') + \tau_v(0), \quad (2.7)$$

где $\tau_v(\Delta\lambda')$ — оптическая глубина в крыле линии $\lambda 4019.054$ на расстоянии $\Delta\lambda' = 0.08 \text{ \AA}$ от ее центра, а $\tau_v(0)$ — глубина интересующей нас линии вблизи ее центра. Опираясь на синее крыло среднего контура, мы нашли значение $R_v(\Delta\lambda') \simeq \tau_v(\Delta\lambda') = 0.07$, таким образом

$$\tau_v(0) \simeq \tau_v(C) - \tau_v(\Delta\lambda') = 0.08;$$

во всяком случае $\tau_v(0)$, вероятно, не меньше этой величины и фактически оно близко к 0.1. С другой стороны,

$$\tau_v(0) = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} N f = 3.69 \cdot 10^{-12} N f,$$

откуда $N f \geq 2.2 \cdot 10^{10}$ атомов в столбе сечением 1 см^2 над фотосферой. Масса такого столба $\sim 0.25/k \sim 2.5 \text{ г}$, так что

$$N > \sim 10^{10} / f \text{ атомов/г.} \quad (2.8)$$

Таким образом оба способа приводят к значению $N f \approx 10^{10}$ атомов/г.

Для тория известен только потенциал третьей ионизации для Th III (29.5 в). У большинства элементов третий потенциал приблизительно в полтора-два раза выше потенциала второй ионизации, поэтому для Th II можно ожидать значений χ_2 от 14 до 19 в. Для элементов, близких к Th (например Ra, Bi, Pb и др.), потенциал второй ионизации приблизительно в два раза больше потенциала первой ионизации. Поэтому для потенциала ионизации Th I можно ожидать значений от 7 до 8.5 в. Однако сходство электронных конфигураций у тория с теми же для лантанидов указывает скорее на потенциал первой ионизации, близкий к 5—7 в. На это же указывает то обстоятельство, что наибольшие потенциалы возбуждения Th I, по данным [4] и [9], не превосходят 4.3 в. Принимая на оптической глубине $\tau_0 \approx 0.3$ значения $\lg P_e = 1.29$

и $\Theta = 0.883$, получим для отношения чисел $(r+1)$ -кратно ионизованных атомов к числу r -кратно ионизованных:

$$\lg \frac{N_{r+1}}{N_r} = -\Theta \chi_{r,r+1} + 2.5 \lg P_e - 0.48 + \lg \frac{2B_1(T)}{B_0(T)} \simeq \\ \simeq -0.883 \chi_{r,r+1} + 7.62. \quad (2.9)$$

Как было указано в § 1, наблюдения указывают на отсутствие линий Th I в спектре Солнца, поэтому величина $\chi_{0,1}$ должна быть заметно меньше $\sim \frac{7.62}{0.883} = 8.6$ в, что также указывает на потенциал ионизации Th I, близкий, скорее, к значениям 5—6 в, нежели 7—8.5 в. Более того, из факта отсутствия линий Th I на Солнце и небольшой (-1) интенсивности линии Th II, $\lambda 4019.140$, можно заключить, что отношение $N(\text{Th II})/N(\text{Th I})$ заметно больше отношения чисел атомов, определенных по основным (persistent) линиям с интенсивностями -1 и -3 соответственно. Для этого последнего отношения из калибровки шкалы Роуланда Расселом [1] следует $\lg \frac{N(-3)}{N(-1)} \simeq -1.5$, так что отношение $N(\text{Th II})/N(\text{Th I}) > \sim 300$.

Таким образом числом нейтральных атомов Th I можно пренебречь по сравнению с числом атомов Th II. Далее из (2.9) видно, что при потенциале $\chi_{1,2} > 8.5$ числом атомов Th III можно пренебречь по сравнению с $N(\text{Th II})$. Каков бы ни был этот потенциал второй ионизации, он едва ли может быть меньше 9—10 в (у всех элементов, близких к Th, этот потенциал гораздо больше и только у Ra он составляет 10.3 в). Поэтому представляется весьма вероятным вывод, что торий присутствует преимущественно в однократно ионизованном состоянии и выражение (2.6) или (2.8) дает правильный порядок полного содержания тория в атмосфере Солнца.

Весьма сложным является вопрос о силе осциллятора для резонансной линии $\lambda 4019.137$, так как вычисленные в [4] значения фактора Ландэ g в предположении (L, S)-связи для термов этой линии заметно отклоняются от измеренных ими значений по спектроскопической зеемановской картине. Электронная конфигурация верхнего уровня неизвестна и переход между указанными выше термами разной мультиплетности, вообще говоря, не допускает применения правил вычислений f -значений для (L, S)-связи. Для некоторых линий меньшей интенсивности той же группы А, к которой принадлежит данная линия (у Th II, так же как и у лантанидов, имеются две группы термов А и В, не комбинирующиеся друг с другом для образования линий в видимой части спектра), значения f , вероятно, составляют несколько десятых. Во всяком случае для резонансной линии $\lambda 4019.137$ Th II величина $f < 1$, так что значение

$$N(\text{Th}) \simeq 10^{10} \text{ атомов/г} \quad (2.10)$$

с большой степенью вероятности можно считать нижним пределом содержания тория в атмосфере Солнца. В то же время едва ли истинное значение превосходит 10^{11} атомов/г. Из табл. 1 видно, что отношение $\frac{N(\text{Pb})}{N(\text{Ca})}$ составляет $2.6 \cdot 10^{-5}$ по данным Гринштейна и $3.2 \cdot 10^{-6}$ по данным

Рэссела; принимая для полного числа атомов Са значение $N(\text{Ca}) \approx 3.9 \cdot 10^{17}$, получим для $N(\text{Pb})$ значение 10^{13} (по данным Гринштейна) и $1.2 \cdot 10^{12}$ (по данным Рэссела). Трудно ожидать, чтобы содержание тория превосходило 10^{11} . Далее, если оно достигает 10^{12} (что крайне невероятно), то и в этом случае содержание тория будет составлять не более нескольких десятых от содержания свинца. Более правдоподобной представляется оценка

$$\frac{N(\text{Th})}{N(\text{Pb})} \leq \sim 0.01 \quad (2.11)$$

(аналогичные оценки получаются из определения содержания Pb и Th по отношению к водороду или металлам). В то же время известно, что атомные кларки свинца и тория для Земли практически одинаковы ($1 \cdot 10^{-4}$) [10]. Для метеоритов, по-видимому, отношение

$$\frac{N(\text{Th})}{N(\text{Pb})} \approx \frac{1}{5} - \frac{1}{10},$$

а возможно — несколько больше, так как для содержания Pb известен только верхний предел (см. [2], [10]).

Таким образом, если указанные выше данные о содержании свинца и тория правильны, то относительное содержание этих элементов на Солнце очень трудно увязать с их содержанием для Земли, так как для таких тяжелых элементов, как Th и Pb, невозможно указать какие-либо термоядерные или другие ядерные процессы внутри Солнца, которые приводили бы к изменению относительного содержания этих элементов в течении эволюции Солнца и Земли (кроме, конечно, радиоактивного распада Th (с периодом $1.4 \cdot 10^{10}$ лет), который протекает одинаково как на Солнце, так и на Земле). Если же вообще предположить, что относительно большее содержание свинца на Солнце связано с распадом других членов радиоактивного ряда (U и Ac), то отсюда неизбежно следовал бы крайне маловероятный вывод, что первоначальное содержание радиоактивных элементов на Солнце было значительно (в 100 раз) больше, чем для Земли, а относительное содержание свинца и тория приблизительно одинаковое, что и привело после распада U и Ac к большему относительному содержанию свинца на Солнце. Если Земля образовалась из Солнца, то непонятно, почему первоначально она не смогла приобрести и удерживать такое относительное содержание U и Ac, но приобрела Th и Pb в той же пропорции, что и на Солнце. Поэтому такую возможность следует исключить. Трудно также предположить, что Земля при своем образовании из Солнца приобрела больше тория, чем свинца.

Так как мы здесь сталкиваемся с очень большой трудностью и затронутый вопрос имеет фундаментальное значение для космогонии, то более естественно поставить под сомнение приведенные выше определения относительного обилия тория и свинца на Солнце. При этом следует иметь в виду: 1) необходимость произвести самые тщательные розыски других возможных линий Th, хотя, судя по всем имеющимся данным, они должны быть очень слабы; 2) по-видимому, оценка содержания Pb

на Солнце завышена: оно заметно выделяется по сравнению с содержанием других, близких по атомному весу элементов и весьма желательно определение содержания Pb заново*; 3) хотя уточнение наших сведений о силах осцилляторов для Th и Pb связано с известными трудностями (нарушение (L, S)-связи, отсутствие расшифрованных электронных конфигураций и др.), всякие попытки в этом направлении имеют очень большое значение.

Л и т е р а т у р а

1. H. N. Russel. *Ap. J.*, **70**, 11, 1929.
2. J. Greenstein. *Les Processes Nuclear d. l. Astres*, Louvain, 1954.
3. C. E. Moore a. A. S. King. *P. A. S. P.*, **55**, 36, 1943.
4. J. R. McNally, G. R. Harrison a. H. B. Park. *J. O. S. A.*, **32**, 334, 1942.
5. А. Н. Зейдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский. *Таблицы спектральных линий*. Гостехиздат, 1952.
6. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **15**, 31, 1955; **16**, 3, 1956.
7. J. Greenstein. *Ap. J.*, **113**, 536, 1951.
8. S. Chandrasekhar a. G. Münch. *Ap. J.*, **104**, 446, 1946.
9. C. E. Moore. *A Multiplet. Table of Astroph. Interest*, Princeton, 1945.
10. А. Е. Ферсман. *Геохимия*. ОНТИ—Химтеорет, 1934, т. 1, гл. 3.

* На это обратил наше внимание д-р Дж. Гринштейн во время своего недавнего посещения обсерватории.

О ПОПЫТКЕ КИНМАНА ОБНАРУЖИТЬ ДЕЙТЕРИЙ НА СОЛНЦЕ

А. Б. Северный

В заметке рассмотрена попытка Кинмана [1] обнаружить дейтерий на Солнце, в связи с нашей более ранней работой [4, 5], где проведено фотоэлектрическое исследование спектра Солнца в области D_α с большой разрешающей силой на Башенном телескопе. Отмечены три источника неуверенности результатов Кинмана: а) сравнительно невысокая разрешающая сила метода, ведущая к ошибке, сравнимой с величиной, подлежащей определению, б) очень большая интенсивность линии водяных паров $\lambda 6561.105$, исключающая, из-за полного блендирования, возможность обнаружить линию D_α , в) пренебрежение тонкой структурой линии D_α и блендирующим действием крыла линии $\lambda 6560.62$. Обращено внимание на ряд недостатков интерференционного метода по сравнению с обычным, при одинаковой разрешающей силе.

KEENMAN'S ATTEMPT TO DETECT DEUTERIUM ON THE SUN, by A. B. Severny. — The attempt made by Keenman [1] to detect deuterium on the Sun is considered in connection with our previous papers [4, 5], where the photoelectrically recorded solar spectrum was investigated with high resolving power in the D_α region. Three sources leading to the uncertainty of Keenman's results are pointed out: 1) the comparatively low resolving power of the method used, therefore the error is of the same order as the value to be determined, 2) the very high intensity of the water-vapour line $\lambda 6561.105$ which excludes, due to complete blending, the possibility of detecting the D_α -line, 3) the fine structure of the D_α -line and the blending action of the wing of the line $\lambda 6560.62$ were disregarded. Attention is paid to several disadvantages of the interferometric method in comparison to the ordinary method at the same resolving power.

В только что появившейся работе Кинмана [1] делается попытка обнаружить линию D_α в спектре Солнца. С этой целью Кинман использует интерферометрический метод Трэнора [2] на спектрографе оксфордского солнечного телескопа. Результирующая разрешающая сила установки составляла 120 тысяч для области H_α . Было исследовано по три спектра в центре, на восточном и западном краях Солнца (при радиальном положении щели). Фотометрические разрезы синего крыла делались вдоль гетерохромного кольца (параллельно дисперсии) при очень невысокой щели (0.25 мм). Так как наблюдаемый профиль в таком кольце есть произведение $I(\lambda)f(\lambda)g(\lambda)$, где $I(\lambda)$ — профиль крыла H_α (берется по наблюдениям Де Ягера [3]), $g(\lambda)$ — профиль слабой линии в крыле,

$f(\lambda)$ — профиль гетерохромного кольца, то для определения $f(\lambda)$ были выбраны участки:

λ	Линии	
6569.0	6558.963	Atm
6560.2	{ 6560.083	?
	{ 6560.266	?
6561.6	6561.68	Atm

— «свободные» от линий, где можно считать $g(\lambda)=1$. Кинман находит, что линия $\lambda 6560.570$ есть бленда двух линий — одна теллурическая, другая солнечная с длиной волны (в центре диска)

$$\lambda = 6560.58. \quad (1)$$

Линия $\lambda 6561.105$ (по Кинману — $\lambda 6561.097$) — возможная бленда линии водяного пара и линии D_α , не показывает, в пределах средней квадратичной ошибки, заметной асимметрии, как было бы в случае наличия линии D_α , т. е. нет свидетельства о линии D_α в этой области длин волн.

Средняя квадратичная ошибка измерений, т. е. предел, поставленный примененным методом фотографической фотометрии, как указано в заключение Кинманом, соответствует содержанию дейтерия $4 \cdot 10^{-5}$.

В нашей работе, выполненной в 1955 г., на год ранее этой работы Кинмана [4]*, проведено очень подробное фотоэлектрическое исследование участка спектра возле возможной линии D_α при разрешающей силе спектрографа 300 000 — почти в три раза большей, чем в методе Кинмана. Поскольку в нашей работе, основанной на большом количестве (около 90) фотоэлектрических записей этого участка в центре и на краях диска Солнца, показано наличие слабой депрессии возле $\lambda 6561.105$, меняющейся от центра к краю и обязанной линии D_α , представляет интерес выяснить значение результатов Кинмана и их отношение к нашей работе.

1. Основным источником неопределенного результата Кинмана является относительно невысокая точность примененного им метода, позволяющего обнаружить линию D_α только при содержании $D/H \geq 4 \cdot 10^{-5}$, т. е. средняя квадратичная ошибка этого метода сравнима с величиной, подлежащей определению (как показано в [4], содержание D/H не может быть больше $3-5 \cdot 10^{-5}$, а средняя ошибка нашего метода не более 30% этой величины). О сравнительно невысокой разрешающей силе метода Кинмана свидетельствует хотя бы то, что приведенный им профиль линии $\lambda 6560.570$ в центре диска выглядит как симметричная одиночная линия, тогда как у нас (кроме дней с очень низким содержанием водяных паров) она выглядит отчетливо, как бленда двух линий.

2. Вторым весьма существенным источником неуверенности результата Кинмана является очень большая интенсивность линий водяных паров: линия $\lambda 6561.105$ в его наблюдениях имеет глубину около 15%, тогда как в нашей работе мы базировались только на записях в дни с очень

* Предварительное сообщение об этой работе [5] осталось Кинману неизвестным, как он любезно нам сообщил в своем письме.

низким содержанием водяных паров, когда глубина этой линии была не более 4—5%. Так как депрессия от линии D_{α} очень слабая (эквивалентная ширина $\sim 1 \text{ m\AA}$) и она очень сильно блендируется линией $\lambda 6561.105$, то выявить ее, как показал наш опыт, практически невозможно при сколько-нибудь значительном содержании водяных паров (таком, как в опытах Кинмана). То же справедливо и для линии $\lambda 6560.570$, хотя выделение здесь солнечной линии несравненно более уверенно и наше определение ее длины волны

$$\lambda = 6560.62 \pm 0.02 \quad (2)$$

практически совпадает с определением Кинмана [1].

3. При исследовании асимметрии профиля $\lambda 6561.105$ Кинман не учел тонкой структуры возможной линии D_{α} , хотя учет ее, по-видимому, не более чем в 1.5 раза может усилить эффект центр—край. Кстати, любопытно отметить, что несмотря на сравнительно большую ошибку метода, Кинман получил тот же ход эквивалентных ширин, что и в нашей работе

Т а б л и ц а

	W_K	$\frac{W_S (\text{центр})}{W_S (\text{край})}$
Центр	0.00	1.00
Край E	0.03	1.05
Край W	0.09	1.55

(см. таблицу, где W_K — ширина в $\text{m\AA}$ возможной линии D_{α} по Кинману, $W_S (\text{центр}) : W_S (\text{край})$ — наши отношения эквивалентных ширин $\lambda 6561.105$ в центре и на краю). Увеличение эквивалентной ширины на западном краю и указывает на линию D_{α} .

Кроме того, при определении наклона непрерывного фона в области $\lambda 6561.105$ (с целью изучения асимметрии этой линии) Кинман не учел депрессии, возникающей между линиями $\lambda 6561.105$ и $\lambda 6560.570$ из-за широкого красного крыла солнечной линии (2).

Кроме этих основных источников неточностей обсуждаемой работы, имеются другие, менее существенные. Из данных, приведенных на стр. 106, следует, что в участках длин волн, которые приняты Кинманом как свободные от линий, на самом деле имеются линии (указанные во втором столбце), которые временами заметно усиливаются (при малых высотах Солнца). Кстати следует отметить, что крылья линии H_{α} могут заметно изменяться от места к месту на диске (особенно вблизи активных образований).

Интерференционный метод, принятый в обсуждаемой работе для повышения разрешающей силы, требует высокой стабилизации условий для эталона Фабри против колебаний температуры и давления. Но даже если это было достигнуто, то за время экспозиций от 3 до 10 мин. (согласно [6]) колебания преломления воздуха в спектрографе (комнатная

турбулентность) может вызывать размывание линий до нескольких сотых Å и более (если спектрограф не вакуумный). Эти обстоятельства, а также наличие рассеянного света от соседних порядков, необходимость брать очень невысокую щель (0.25 мм) при фотометрировании колец, сложность и многочисленность редукций фотометрических измерений — все эти недостатки, присущие интерференционным методам и, в частности, методу, применяемому в Оксфорде, заставляют с большей осторожностью относиться к измерениям профилей и длин волн этими методами, чем к обычному методу, если он обеспечивает такую же или даже большую разрешающую силу.

Литература

1. T. D. Kinman. M. N., 116, 77, 1956.
 2. P. J. Treanor. M. N., 109, 389, 1949.
 3. C. De Jager. Rech. Utrecht. 13 (1), 1952.
 4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 3, 1956.
 5. А. Б. Северный. Астр. журн., 33, 74, 1956.
 6. W. R. Hindmarsh. M. N., 115, 270, 1955.
-

ОБ ОТКЛОНЕНИИ КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ ОТ ДОПЛЕРОВСКОГО КОНТУРА

Г. С. Иванов-Холодный

Измерены контуры спектральных линий излучения четырех протуберанцев. Специальное внимание было обращено на методику фотометрической обработки, позволившей получить контуры линий с большой точностью. Определен астигматизм спектрографа и асимметрия инструментального контура. Для анализа особенностей контуров предложен графический способ исследования. Некоторые наблюдаемые контуры имеют гауссову форму в ядре линии, но отклоняются от нее в крыльях. Другие контуры и в центральной части линии имеют отклонение от гауссовой формы, характерное для эффекта самопоглощения. Для большей части контуров полуширина определена с точностью 1—3%.

Сделаны следующие выводы из анализа экспериментального материала: 1) ядра контуров слабых водородных и металлических линий имеют в основном доплеровское расширение; 2) формула (3) самопоглощения излучения для однородного слоя не применима к протуберанцам; 3) ядра контуров линий H_α и H_β с самопоглощением не являются доплеровскими; 4) линии гелия D_3 и $\lambda 4471$ имеют дополнительный к доплеровскому источник расширения контура; 5) возрастание $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ с номером линии для высших членов в серии Бальмера у исследованных протуберанцев мало; 6) далекие крылья контуров, особенно сильно проявляющиеся у ярких линий H и K Ca⁺, а также у линий гелия, не могут быть объяснены присутствием гипотетического сильно нагретого газа в сравнительно холодном протуберанце; 7) наряду с доплеровским, у линий H_α и D_3 наблюдаются недоплеровские смещения.

THE DEVIATION OF THE PROFILES OF EMISSION LINES OF THE PROMINENCES FROM THE DOPPLER PROFILE, by G. S. Ivanov-Kholodny. — The profiles of the emission lines¹ in four prominences were measured. Special attention was paid to the photometric procedure, the accuracy of intensity measurements is 1—2%. The astigmatism of the spectrograph and the asymmetry of the instrumental profile were determined. The graphical method ($\Delta\lambda^2$, $\lg I$) was used for obtaining more precise data about the profiles. Some of the observed profiles have the form of a Gaussian curve in the core of the line, but appreciably deviate from it in the wings. Some other profiles deviate from the Gaussian curve in the centre of the line, because of self-absorption. For most of the profiles the halfwidths were determined with an accuracy of 1—3%.

The following conclusions were made from the derived results: 1) the cores of the profiles of weak hydrogen and metallic lines and also He $\lambda 3889$ are broadened mainly by the Doppler effect; 2) formula (3) for the self-absorption of radiation in a homogeneous layer cannot be applied to prominences; 3) the cores of the profiles of H_α and H_β are not Doppler profiles with self-absorption; 4) the helium line D_3 and $\lambda 4471$ are broadened

by the Doppler effect and other processes; 5) the value $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ increases but slightly with the number of the Balmer line for the high members of the series; 6) the strongly developed extreme wings of the profiles of the bright lines of H and K Ca+ and helium cannot be explained by the presence of a hypothetical very hot gas in a comparatively cold envelope; 7) besides the Doppler shift of the H _{α} - and D₃-lines, non-Doppler shifts are also observed.

§ 1. О методике обработки материала

Обработка спектрограмм протуберанцев, полученных на спектрогелиоскопе [1], указывает на существование некоторых отклонений контуров линий протуберанцев от доплеровского типа. Эти отклонения, однако, настолько малы, что недостаточная разрешающая способность и умеренная дисперсия спектрографа на спектрогелиоскопе не позволяют выявить их с уверенностью.

Башенный солнечный телескоп Крымской астрофизической обсерватории [2] позволяет более детально исследовать контуры линий протуберанцев. На дифракционном спектрографе БСТ линии H _{α} , H _{β} и D₃ фотографировались во втором порядке спектра с дисперсией $\simeq 0.75$ Å/мм, а линии фиолетовой части спектра — в третьем порядке с дисперсией $\simeq 0.5$ Å/мм. По сравнению со спектрографом гелиоскопа дисперсия увеличилась для первых трех линий в 5 раз, а для фиолетовых — в 15 раз. Новый спектрограф имеет значительно бóльшую разрешающую способность: практическая разрешающая способность возросла с 16 000 до 165 000 и 250 000 соответственно для красной и фиолетовой частей спектра.

Чтобы получить возможно более точные контуры для выявления тонких эффектов, необходимо было улучшить методику обработки спектрограмм и повысить точность измерений. В частности, мы отказались от применявшегося ранее способа сглаживания графиков путем проведения на них контуров карандашом, что вносило в обработку элементы личной ошибки фотометриста. Были приняты также следующие меры.

Измерение спектрограмм производилось на микрофотометре МФ-2. Как и в [1] после измерения спектра протуберанца, накладывающегося на спектр рассеянного света (ореола), для тех же отсчетов длин волн измерялся спектр ореола. Вычитание спектра ореола производилось численно для каждой длины волны после перевода измеренных почернений в интенсивности. Измерение на МФ-2 имеет преимущество перед измерением на микрофотометре Молля или МФ-4, так как, во-первых, значения измеренных почернений можно получить с большей точностью, чем на графике (ошибка равна 0.1% при отсчете 1000 на незасвеченный участок пластинки); во-вторых, проведение сглаженных контуров на регистрограмме может внести неточность из-за наличия малых блендовблизи линии, неотличимых от флуктуации зерна. При наличии же больших блендов «сглаженную» кривую контура приходится иногда проводить над линией поглощения в сущности произвольно, не опираясь на дей-

ствительно измеренные точки. Хотя при алгебраическом вычитании интенсивностей одного спектра из другого результат содержит удвоенную среднюю ошибку из-за зерна фотоэмульсии, эта ошибка носит только случайный характер, позволяя пользоваться методами теории вероятности. Способ алгебраического вычитания имеет, по нашему мнению, преимущества при определении крыльев контуров.

Большой масштаб изображения узлов прогуберанцев на спектрограммах позволил брать щель, выделяющую на спектрограмме площадь 1×0.02 мм, заметно большую величины зерна. В результате флуктуации почернений из-за зернистости фотоэмульсии при наведении на фон или однородно засвеченный участок пластинки составляли величину менее 1%.

В процессе измерения контролировался не только отсчет нуля, но и чувствительность фотоэлемента. Для этого после каждых 10 измерений проверялся отсчет фотоэлемента на некотором определенном месте пластинки, например на выбранной для этого линии поглощения. Благодаря этому воспроизводимость отсчетов была в пределах долей процента.

Для получения характеристической кривой пластинки для данной длины волны применялся следующий способ. Через ступенчатый ослабитель из девяти ступенек, поставленный перед щелью спектрографа, на ту же пластинку фотографировался спектр Солнца. Измерения делались в нескольких местах непрерывного спектра, снятого с некоторой передержкой, а также внутри нескольких линий. После этого точки наносились на график ($\lg I$, A/Φ) и путем смещения точек каждой серии измерений вдоль оси $\lg I$ все они приводились к одной кривой, определяемой теперь не менее чем пятьюдесятью точками (A — отсчет почернения по равномерной шкале микрофотометра, Φ — отсчет на незасвеченном участке пластинки). Через точки проводилась кривая, с которой через равные интервалы A/Φ снимались значения $\lg I$. Затем таблица значений I сглаживалась путем выравнивания хода вторых разностей. Полученная таким образом таблица представляет гладкую функцию, что особенно важно для построения фотометрических разностей двух близких значений интенсивности, например в крыле линии. При пользовании таблицей для промежуточных значений I применялась интерполяция.

Рассмотрим причины некоторых фотометрических ошибок. Обычно большие ошибки связаны с зернистостью фотоэмульсии, неточным определением характеристической кривой, недостатками проведения сглаженных контуров. Как следует из сказанного выше, эти ошибки могут быть сильно уменьшены. Остаются ошибки, связанные с некоторой неоднородностью фотоэмульсии, неравномерностью чувствительности и, возможно, даже с изменением характеристической кривой на пластинке. Подобные явления наблюдаются особенно сильно на старых фотопластинках. Поэтому определения абсолютной величины интенсивности, тем более основанные на измерении далеко отстоящих друг от друга участков пластинки, часто содержат ошибки в 5 и даже 10%.

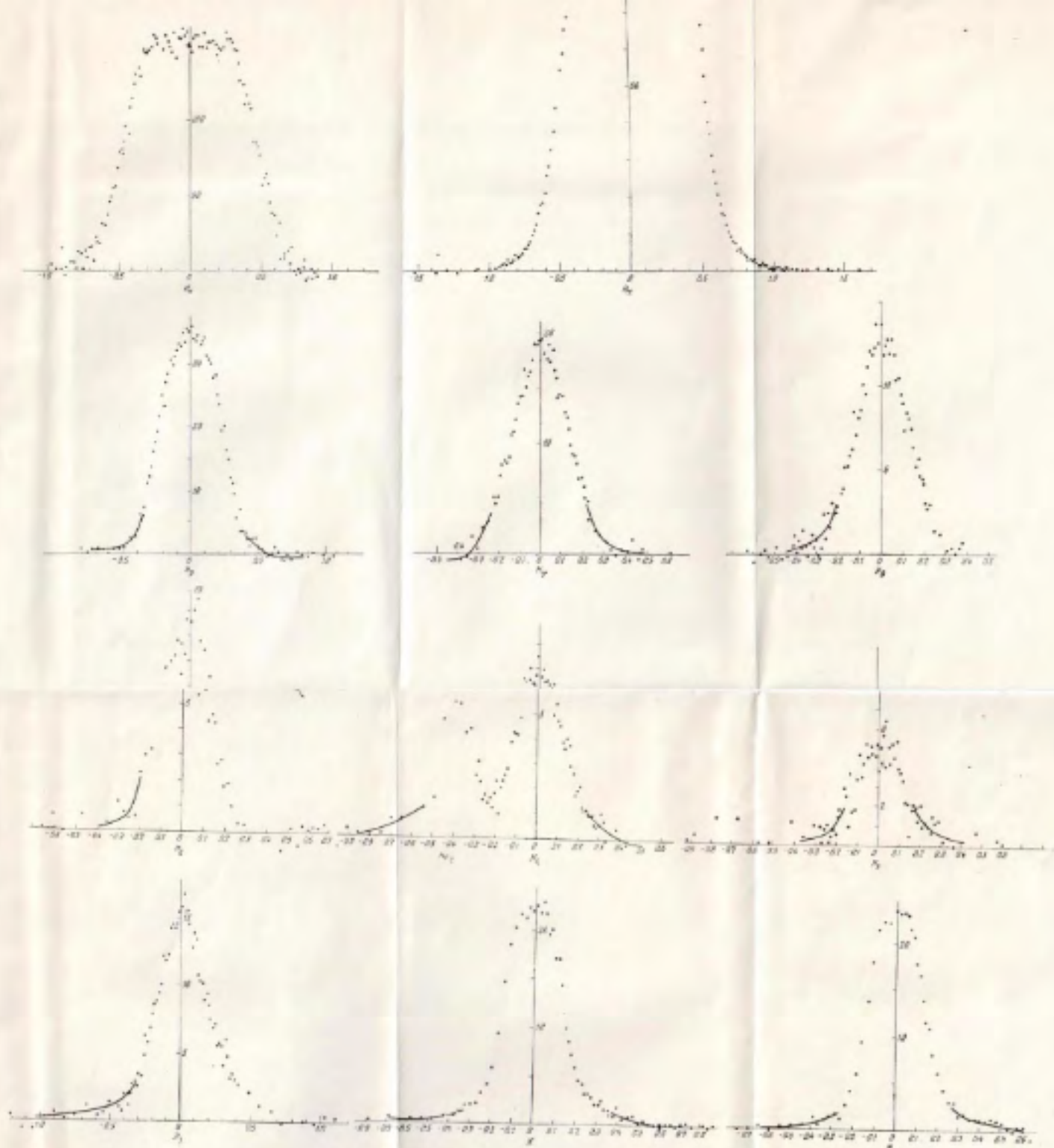
В нашем случае производится измерение контуров линий, занимающих на пластинке малый интервал, порядка 1—3 мм. К тому же в случае про-

туберанцев, результирующий контур является разностью двух контуров, измеренных на соседних участках пластинки и мало отличающихся друг от друга значениями почернений, особенно в крыле контура, т. е. измеряется дифференциальный эффект. При этом средняя ошибка одного измерения составляла 1—3% и меньше. Следует подчеркнуть, что эта ошибка относится к измерению суммарной интенсивности протуберанца и рассеянного света. Для тех линий протуберанца, интенсивность которых меньше интенсивности рассеянного света, относительная ошибка измерения самих контуров $\Delta I/I_m$ оказывается фактически больше. Кроме того, поскольку контуры получены путем вычитания одного спектра из другого, их средняя ошибка удвоена. Тем не менее удалось определить крылья некоторых контуров до 0.01 интенсивности от максимума и меньше, а также измерить контуры таких слабых линий в спектре излучения протуберанца, как H_γ , H_δ , $He\ \lambda 4471$, $Ti^+\ \lambda 3685$ и др. Для примера на фиг. 1 представлены результаты измерения контуров одной из частей протуберанца, сфотографированного 13 июля 1955 г.

В некоторых случаях у измеренных контуров, сфотографированных на старых пластинках Ilford Zenith, одно крыло оказывалось приподнятым, а другое опущенным на 1—2%, как это видно на фиг. 1. По-видимому, это связано с изменением чувствительности фотоэмульсии вдоль дисперсии под контуром, и мы не сделаем существенной ошибки, если будем считать это изменение в первом приближении линейным, так как трудно ожидать резких скачков чувствительности вдоль пластинки.

В своей работе по определению линий пятой серии He II в спектре звезд типа Oe5 Вильсон [3, 4] получил при обработке фотографий спектра точность 0.3% и измерил линии с интенсивностью менее 1% от интенсивности непрерывного спектра. Такую точность он получил путем комбинации несглаженных измерений нескольких негативов, произведенных им на несаморегистрирующем микрофотометре. В результате усреднения многих несглаженных измерений случайные флуктуации, обусловленные зерном фотоэмульсии, уменьшились, и проявились слабые линии поглощения, которые на индивидуальной спектрограмме замкнуты и замаскированы ошибками из-за зернистости фотоэмульсии. Аналогичное явление имело место и у нас при измерении спектров протуберанцев. Роль усреднителя выполняла высокая щель микрофотометра, которая благодаря своей большой площади по сравнению с размером зерен фотоэмульсии усредняла случайные колебания почернений, обусловленные зернистостью, и аккумулировала истинные изменения яркости в спектре. Отличие от обработки Вильсона состоит в том, что у него усреднялись интенсивности, а у нас почернения.

На спектрограмме спектр протуберанца накладывается на спектр света, рассеянного в атмосфере и в инструменте. Основная величина рассеянного света обычно связана с инструментом. На БСТ рассеянный свет в основном возникает, по-видимому, на запыленных зеркалах, его интенсивность составляет примерно 1% от интенсивности диска Солнца. Если на спектр излучения протуберанца попадает теллурическая линия, то



Фиг. 1. Интенсивность излучения, регистрируемая 13 июля 1965 г. (2).

На оси абсцисс — координаты, на оси ординат — интенсивность излучения. 10^{-10} Вт/см² — интенсивность излучения от источника света. В правой части каждой строки указаны значения x .

Вс. Присл. обсерв. № 2112

после вычитания спектра ореола на контуре линии протуберанца остается отпечаток линии поглощения атмосферы Земли. Это явление наблюдалось, например, при фотометрировании линии H_{α} протуберанца, сфотографированного при низком положении Солнца над горизонтом вечером 21 июля 1955 г. На очень широкой линии излучения этого протуберанца отпечаталась линия земной атмосферы $\lambda 6563.53$. На спектрограмме ясно видно, что отпечаталась именно узкая линия, характерная для атмосферы. Это заключение подтверждается также точным определением длины волны линии поглощения. В то же время не наблюдалось никакого заметного отпечатка от линии $Co \lambda 6563.42$ (ср. [5]). Однако столь широкие линии у протуберанцев наблюдаются редко. Из других линий излучения протуберанца, подверженных влиянию теллурических линий, следует отметить линию D_3 . Это влияние обычно мало, так как все четыре линии поглощения атмосферы, попадающие на линию D_3 , слабые.

Для определения длины волны линий излучения протуберанцев при измерении спектрограмм слева и справа от измеряемой линии отмечалось положение середин нескольких отдельных хорошо выраженных линий поглощения в спектре ореола. Так как ореол составляется из света, рассеянного от всего диска Солнца, линии поглощения в его спектре расширены по сравнению с соответствующими линиями поглощения в спектре центра диска Солнца, но длины волн этих линий с точностью до $\pm 0.01 \text{ \AA}$ совпадают. Далее по способу наименьших квадратов находилось уравнение дисперсии для измеренного участка спектра. Такой способ обеспечивает определение уравнения дисперсии с точностью до нескольких тысячных долей ангстрема и позволяет определять длины волн протуберанцев с точностью до $0.01 \text{ \AA}$.

§ 2. Исследование инструмента *

Было проведено частичное исследование спектрографа БСТ с решеткой, имеющей концентрацию во втором порядке спектра. Как и на гелиоскопе [1], был обнаружен астигматизм, зависящий от поворота решетки. Результаты измерений даны в табл. 1.

Таблица 1

i	0°	10°	15°	20°	25°
f_M	96	98	100	102.5	104.5
f_c	96	98	95.5	93.5	91.5
Δf	0	0	4.5	9.0	13

В этой таблице i — угол между нормалью к решетке и направлением падающего света, f_M — положение камерного зеркала для меридиональ-

* Исследование инструмента было проведено совместно с Т. В. Казачевской.

ного фокуса, f_c — для сагитального фокуса и Δf — астигматическая разность в миллиметрах. В пределах точности измерения f_m и f_c симметрично расположены относительно среднего положения камерного зеркала. Вычисления по формуле (3), приведенной в [1]:

$$\frac{R}{R_{\min}} = \frac{2L^2\lambda_0}{(2b_0)^2\Delta f} = \frac{2 \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 10^{-5}}{2.25 \cdot 10^{-4} \cdot 1} = 0.4,$$

показывают, что поверхность решетки по своему качеству лишь незначительно уступает первоклассному зеркалу.

Был также определен инструментальный контур спектрографа при рабочей ширине щели, равной двум нормальным. Источником света служила криптоновая трубка. Исследовался зеленый триплет $\lambda 5570$. Центральная часть контура в первом порядке спектра хорошо представляется гауссовой кривой с полушириной $\Delta\lambda_{\text{инстр.}} = 0.0445 \text{ \AA}$. Следует учитывать, что полуширина инструментального контура настолько мала, что на ее определении сказывается ширина линий использованного источника света. Таким образом, для спектрографов с большой разрешающей способностью возникает трудность с определением $\Delta\lambda_{\text{инстр.}}$, так как ни у одного источника света нельзя считать линии бесконечно узкими. Можно, однако, предложить следующий способ, обходящий эту трудность. Поскольку инструментальный и наблюдаемый контуры, а также контур линии источника имеют форму гауссовой кривой, то

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{набл.}}^2 = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{источн.}}^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{инстр.}}^2.$$

С другой стороны, как показывают измерения, в согласии с теорией, полуширина инструментального контура $\Delta\lambda_{\text{инстр.}}^{(n)}$ в спектре n -го порядка пропорциональна n^{-1} , так что

$$\left(\frac{\Delta\lambda^{(n)}}{\lambda}\right)_{\text{инстр.}} \cdot n = A = \text{const.}$$

Таким образом

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{набл.}}^2 = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{источн.}}^2 + \frac{A^2}{n^2},$$

т. е. величина $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{набл.}}^2$ является линейной функцией величины $\frac{1}{n^2}$. Измеряя контур линии в разных порядках спектра, при помощи этой формулы можно определить и $\Delta\lambda_{\text{инстр.}}$ и $\Delta\lambda_{\text{источн.}}$. Например, измерения спектра железной дуги дали результат, согласующийся с результатами измерения $\Delta\lambda_{\text{инстр.}}$ по криптоновой трубке.

Так как полуширина линий протуберанцев $> 0.15 \text{ \AA}$, а спектры их фотографировались во 2-м и 3-м порядках, инструментальный контур не сказывается на определении полуширины линий.

Инструментальный контур, как и на гелиоскопе [1], обладает некоторой асимметрией, особенно сильно проявляющейся в крыльях. Вдали от центра инструментального контура в 1-м порядке спектра красное крыло примерно в два раза интенсивнее синего. Начиная со значения

интенсивности 1—2% от максимальной интенсивности, в крыльях контура $I \sim \Delta\lambda^{-\alpha}$, где $\Delta\lambda$ — расстояние от середины контура, определяемой его вершиной. Для красного крыла $\alpha=3.56$, для синего $\alpha=3.88$.

§ 3. Описание наблюдательного материала

Фотографирование спектров производилось преимущественно утром при хороших изображениях, позволявших видеть отчетливую картину фотосферной грануляции. Сине-фиолетовая часть спектра фотографировалась на старых пластинках Ilford Zenith, H_α и D₃ — на пластинках Agfa rot rapid. Экспозиции при фотографировании каждой линии протуберанца были заключены в пределах от 10 сек. до 1 мин.

Наиболее подробно были исследованы контуры линий в спектре протуберанца, сфотографированного 13 июля 1955 г. Остальные протуберанцы, описание которых дается ниже, исследованы менее подробно.

23 марта 1955 г. был сфотографирован спектр четырех низких небольших протуберанцев, которые одновременно попадали в щель спектрографа, поставленную касательно к изображению Солнца. Было сделано два разреза. На разрезе, расположенном ближе к Солнцу, сфотографированы области, переходные между протуберанцами и хромосферой, точная фиксация их положения для всех сфотографированных линий спектра одновременно была затруднительной.

Протуберанец 13 мая 1955 г. состоял из двух частей. Часть 2 отстояла дальше от Солнца и имела вид висящего облака. Наряду с этим у основания протуберанца наблюдался слабо светящийся узел, двигавшийся с большой скоростью.

На спектре протуберанца 13 июля 1955 г. можно выделить три части. Часть 1 расположена близко к Солнцу и имеет более широкие линии. Части 2 и 3 подобны, но имеют друг относительно друга небольшое доплеровское смещение. Спектр протуберанца очень яркий и богат металлическими линиями.

22 июля 1955 г. был сфотографирован развивающийся корональный протуберанец. Процесс фотографирования спектральных линий в порядке H_α, D₃, H_β, H_γ, H, K и H_δ занимал более часа. К концу съемки протуберанец, растворившись в пространстве, погас.

§ 4. Результаты измерения контуров

Контуры спектральных линий излучения протуберанцев являются в основном доплеровскими, хотя наблюдаются и некоторые отклонения. Мы называем доплеровскими такие контуры, которые, во-первых, имеют форму кривой Гаусса

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad (1)$$

и, во-вторых, полуширина которых удовлетворяет следующей формуле:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1.665 \Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1.665}{c} \sqrt{\frac{2RT_{\text{кпп.}}}{\mu} + v_t^2}, \quad (2)$$

где $\Delta\lambda_D$ — доплеровская полуширина, $T_{кин.}$ — кинетическая температура атомов, v_t — турбулентная скорость, μ — молекулярный вес, s и R — известные постоянные.

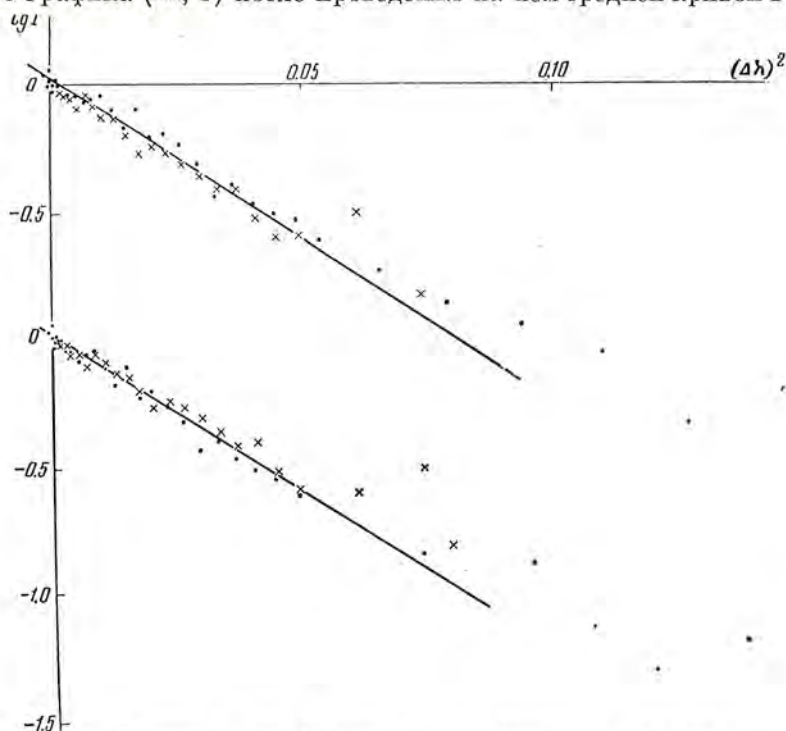
Некоторые наблюдаемые контуры имеют форму гауссовой кривой в ядре линии, но отклоняются от нее в крыльях. Другие контуры отклоняются от гауссовой формы и в ядре линии. Настоящая работа посвящена установлению характера этих отклонений. Выяснение вопроса о гауссовом или негауссовом характере контуров было проведено графическим способом. Для каждого измеренного контура строился график $(\Delta\lambda^2, \lg I)$, по одной оси которого откладывалась величина логарифма измеренной интенсивности, а по другой оси — квадрат расстояния от середины контура $\Delta\lambda^2$. Очевидно, что симметричные контуры с гауссовой формой представляются на графике $(\Delta\lambda^2, \lg I)$ прямой линией. Поэтому применение такого графика оказывается удобным для обнаружения асимметрии и отклонений от гауссовой формы у контуров. В большинстве исследованных нами случаев контуры линий протуберанцев оказывались симметричными вплоть до нескольких процентов от интенсивности I_{max} . В некоторых случаях у протуберанцев с заметными скоростями обнаруживалась асимметрия. Несимметричными также оказывались иногда центральные части сильных линий.

Середина контура находилась следующим образом. В качестве первого приближения для середины контура было взято арифметическое среднее из середин хорд, соединяющих левое и правое крылья контура на графике $(\Delta\lambda, I)$ и взятых для нескольких значений интенсивности. Потом это значение уточнялось при помощи графика $(\Delta\lambda^2, \lg I)$. Примером, показывающим, какую степень точности можно ожидать при определении середины контура, а следовательно, и длины волны спектральной линии протуберанца, может служить приведенный на фиг. 2 типичный график, относящийся к измерению линии H_γ протуберанца 13 июля 1955 г. (3). Нижний график смещен относительно верхнего по оси ординат на величину $\lg I = 1.0$. На графиках координата $\Delta\lambda$ отсчитана не от середины контура, а от точки, смещенной относительно середины на величину 0.01 мм (0.005 Å), причем для верхнего графика — в синюю часть спектра, а для нижнего — в красную.

На верхнем графике точки прямолинейной части контура располагаются преимущественно выше аппроксимирующей прямой, а на нижнем графике — ниже. Крестики располагаются в обратном порядке. Эти графики наглядно показывают, что $\Delta\lambda$ на них отсчитаны не от оси симметрии. Такие графики служили чувствительным критерием правильности выбора середины контура. Положение середины контура на спектрограмме принималось за положение середины линии протуберанца, которое при помощи уравнения дисперсии, об определении которого говорилось выше, давало длину волны линии протуберанца относительно линий спектра Солнца. Как следует из вышеизложенного, ошибка определения этих длин волн для ярких линий составляет 0.01 Å, а для слабых линий несколько большую величину из-за возрастания ошибки опреде-

ления середины контура. Результаты измерения длин волн линий протуберанцев приведены в табл. 3 (столбец 4).

На фиг. 3 даны примеры графиков $(\Delta\lambda^2, \lg I)$, построенных для ряда линий протуберанца 13 июля 1955 г. (2). Рассмотрим эти графики, начиная с простого случая линии H_β . Кругами здесь обведены точки, снятые с графика $(\Delta\lambda, I)$ после проведения на нем средней кривой в крыле



Фиг. 2. Контур линии H_β протуберанца 13 июля 1955 г. (3) при смещении оси $\Delta\lambda$ на $0.005 \text{ \AA}$ от середины контура в синюю (наверху) и красную (внизу) части спектра.

Крестини относятся к синему крылу контура, точки — к красному. По оси абсцисс отложены квадраты расстояний от середины контура в ангстремах, по оси ординат — логарифм интенсивности.

контура. Эти точки дают представление о поведении далеких крыльев контура. За исключением крайних участков контуров, где интенсивность составляет менее 10%, точки графика определенным образом группируются вокруг некоторой прямой линии. В крыльях точки отклоняются от этой прямой, что указывает на отклонение контуров линий протуберанца от гауссовой кривой.

Обратимся к верхней, гауссовой, части контура. Проведение прямой линии через точки на графике позволяет из ее наклона определить с большой точностью полуширину аппроксимирующего гауссова контура $\Delta\lambda_G$. Важно отметить, что, во-первых, в таком определении полуширины участвуют все измеренные точки и, во-вторых, используются наблюдаемые значения интенсивности, т. е. исключается влияние элементов личной ошибки фотометриста, которые вносятся при проведении сглажен-

ных контуров. Вычисляя полуширины аналитически, можно определить также среднюю квадратичную ошибку результата (см. стр. 126).

Все исследованные нами контуры слабых водородных и металлических линий протуберанца обладают гауссовым ядром. Однако для линий H_α , H_β и иногда H_γ в центральной части контура на графике $(\Delta\lambda^2, \lg I)$ обнаруживается отклонение от прямой линии, характерное для эффекта самопоглощения. То же самое можно сказать о линиях H и $K\text{Ca}^+$.

Таким образом, контуры линий протуберанцев на графиках $(\Delta\lambda^2, \lg I)$ можно разбить на три части: 1) центральную часть контура, где может сказаться самопоглощение, 2) прямолинейную часть, простирающуюся до 2—10% от $I_{\max}$, и 3) далекие крылья, в которых наблюдается отклонение от гауссова ядра.

Обычно определяют эффект самопоглощения, аппроксимируя контур формулой

$$I_\lambda = I_0 \frac{1 - e^{-Nk_\lambda}}{1 - e^{-Nk_0}}, \quad (3)$$

где коэффициент поглощения k_λ для протуберанца предполагается обусловленным эффектом Доплера, т. е. $k_\lambda = k_0 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$. Кривая I_λ , определяемая формулой (3), на графике $(\Delta\lambda^2, \lg I)$ имеет асимптоту, соответствующую контуру при отсутствии самопоглощения. Наклон асимптоты определяется величиной $\Delta\lambda_F = 1,665 \Delta\lambda_D$, а расстояние $\Delta \lg I$ по оси ординат между асимптотой и кривой $\lg I_\lambda$, как следует из (3), равно $\Delta \lg I = \lg \frac{Nk_0}{1 - e^{-Nk_0}}$.

Таким образом, применение графика $(\Delta\lambda^2, \lg I)$ позволяет с практической точки зрения удобно и быстро оценить эффект самопоглощения линии, причем эта операция основывается только на одном, исследуемом, контуре без привлечения дополнительных данных о $\Delta\lambda_D$ и т. п.

В предложенном способе используется в основном прямолинейная часть контура, в которой самопоглощение предполагается отсутствующим, и не принимается во внимание ход центральной части контура, отклоняющейся от аппроксимирующей прямой линии. Между тем, формула (3) должна описывать и эту часть контура. Обычно (см. [6, 7] и др.), задавая различные значения $\Delta\lambda_D$ и N , подбирают такую кривую по формуле (3), чтобы она наилучшим образом представляла наблюдаемые точки. Самопоглощение было определено также и этим способом, и результаты определения $\Delta\lambda_D$ и N были сравнены с соответствующими данными, определенными по первому способу. Подбор контуров во втором способе определялся графически следующим образом. Уравнение (3), разрешенное относительно $\Delta\lambda^2$, имеет вид:

$$\Delta\lambda^2 = -\Delta\lambda_D^2 \ln \frac{\ln \left[1 - \frac{I_\lambda}{I_0} (1 - e^{-Nk_0}) \right]}{-Nk_0} \equiv \Delta\lambda_D^2 \cdot f(I_\lambda, Nk_0). \quad (4)$$

По наблюдаемым значениям $\Delta\lambda$ и I_λ для центральной части контура строился график $(\Delta\lambda^2, f)$. Точки располагались на прямой линии,

проходящей к тому же через начало координат, только при определенном значении $\lg Nk_0$, определяемом, как показали вычисления, с точностью до ± 0.3 . Таким образом, надо иметь в виду, что в случае малого эффекта самопоглощения ($Nk_0 < 1$) точность определения N этим способом мала. Наклон прямой на графике ($\Delta\lambda^2, f$) дает величину $\Delta\lambda_D^2$. Результаты определения $\Delta\lambda_D$ и N обоими способами для протуберанцев 13 мая 1955 г. и 13 июля 1955 г. даны в табл. 2.

Таблица 2

Протуберанец	Узел	Линия	1-й способ				2-й способ			
			$\Delta\lambda_D, \text{\AA}$	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	Nk_0	$N_2 \cdot 10^{12}$	$\Delta\lambda_D, \text{\AA}$	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	Nk_0	$N_2 \cdot 10^{12}$
13 мая	2	H $_{\alpha}$	0.40	6.1	1.1	2.35	0.41	6.2	3.9	8.3
		H $_{\beta}$	0.27	5.6	0.32	5.0	0.35	7.2	0.96	15
		H $_{\gamma}$	0.21	4.7	0.42	20	0.25	5.7	1	47
		H	0.19	4.7	1.75	—	0.20	5.0	1.8	—
		K	0.20	5.2	1.38	—	0.20	5.1	1.55	—
13 июля	1	H $_{\alpha}$	0.46	7.0	2.3	4.9	0.35	5.3	6.6	14
		H $_{\beta}$	0.29	6.2	0.6	9.3	0.21	4.3	4.0	62
		H $_{\gamma}$	0.20	4.7	0.3	14	0.20	4.6	0.9	42
		H	0.26	6.7	0.27	—	0.195	5.0	3.0	—
		K	0.30	7.6	0.74	—	0.21	5.3	3.5	—
	2	H $_{\alpha}$	0.37	5.6	3.2	6.8	0.315	4.8	10	21
		H $_{\beta}$	0.25	5.2	0.75	12	0.18	3.7	4.0	62
		H $_{\gamma}$	0.17	4.0	0.2	9.3	0.15	3.5	1.65	77
		H	0.17	4.2	0.22	—	0.125	3.2	1.5	—
		K	0.16	4.1	0.62	—	0.125	3.2	2.5	—
	3	H $_{\alpha}$	0.35	5.3	3.1	6.6	0.315	4.8	5.9	13
		H $_{\beta}$	0.22	4.6	1.3	20	0.165	3.4	4.0	62
		H $_{\gamma}$	0.19	4.3	0.15	7.0	0.16	3.6	1.25	57
		H	0.14	3.6	0.36	—	0.245	6.2	2.7	—
		K	0.15	3.8	0.78	—	0.25	6.4	3.4	—

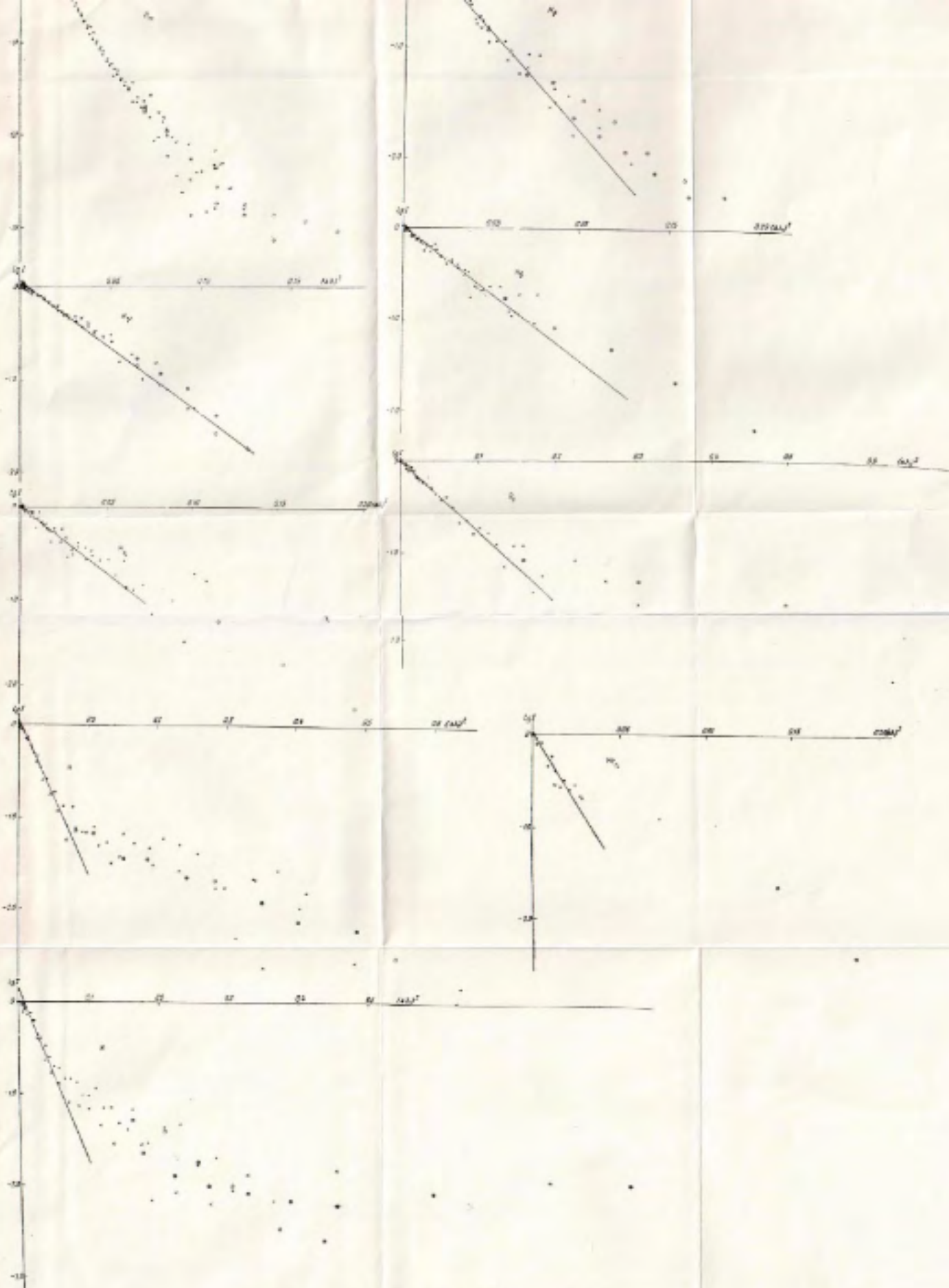
Из рассмотрения данных этой таблицы можно сделать следующие выводы:

1. Ни первый, ни второй способы учета самопоглощения не дают одинаковых значений $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ и N_2 для всех трех линий водорода одновременно.

2. Данные, полученные по первому способу, отличаются от данных, полученных по второму способу. Например, величины N_2 отличаются в 3—5 раз.

Эти выводы указывают на несправедливость исходных предпосылок, т. е. для протуберанцев или несправедлива формула (3) или коэффициент поглощения k_{λ} нельзя считать доплеровским.

Рассмотрим оба предположения.



Фиг. 3. Изображение кривой зависимости 13 от 10 (10).
 Изображение кривой, что на фиг. 2. Изображение кривой, что на фиг. 2. Изображение кривой, что на фиг. 2.

1000 1000 1000

1. Верно предположение о доплеровском коэффициенте, но не верна формула (3). Это значит, что слой протуберанца неоднородный, что величина $p_\lambda = \frac{I_\lambda}{k_\lambda}$ изменяется вдоль луча зрения. Поскольку самопоглощение (если оно есть) мало, то в крыльях оно равно нулю. Если бы коэффициент поглощения был доплеровским, то первый способ учета самопоглощения, использующий прямолинейную часть контура, должен был бы дать правильные согласные для всех линий результаты. Поскольку этого нет, первое предположение отпадает.

2. Предположим, что формула (3) все же верна, но коэффициент поглощения не является доплеровским. При столь малых плотностях материи, которые наблюдаются в протуберанцах, влияние естественного затухания или затухания вследствие излучения может сказаться лишь в далеких крыльях контуров, где интенсивность составляет 0.1% и меньшую долю от интенсивности в центре линии. Из вычислений как Вервея [8], так и де Ягера [9] следует, что совместный учет доплеровского и штарковского расширения линии приводит к недоплеровским крыльям и ядру контура. Рассмотрение влияния самопоглощения в этом случае требует дополнительного исследования. Следует, однако, заметить, что влияние штарковского расширения линии возможно рассматривать лишь в предположении, что плотность электронов $n_e \gg 10^{11}$, что противоречит современным представлениям о n_e в протуберанцах. Таким образом, рассмотрение поведения контуров в центральных частях линий H_α , H_β и H_γ ставит под сомнение предположения о доплеровском характере этих линий и об однородности протуберанцев вдоль луча зрения.

Что касается линий H и K Ca⁺, то оба способа для исследованных протуберанцев обнаруживают очень малое самопоглощение в этих линиях. Между тем, полученные для линий H и K Ca⁺ величины $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ для протуберанца 13 июля в 1.5—2 раза больше величины $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$, вычисленной по линиям Ti⁺, у которых отсутствует самопоглощение. Поскольку молекулярный вес μ у обоих элементов одинаков, величины $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ для обоих элементов должны совпадать, а так как этого не наблюдается, то надо заключать, что формула (3) не объясняет поведения контуров линий H и K Ca⁺.

В протуберанце 13 мая (1) на графиках ($\Delta\lambda^2, \lg I$) контуров линий H_β , H и K вообще не заметно влияния самопоглощения, прямолинейная часть у них продолжается до вершины. Но большая величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ для этих линий по сравнению с другими линиями указывает на их необычное расширение. На основании наблюдения у протуберанцев особенных контуров линии H_α , характеризующихся плоскими или вдавленными вершинами, Эллисон [10] сделал вывод о неоднородности физических условий в различных слоях протуберанца. Проведенные выше вычисления показывают, что и в протуберанцах с обычными контурами линий физические условия, по-видимому, меняются вдоль луча зрения.

А. Б. Северным [11] было показано, что чем больше отношение наблюдаемой полуширины $\Delta\lambda_{\text{набл.}}$ контура к доплеровской $\Delta\lambda_D$, тем больше должен быть эффект самопоглощения. Если использовать $\Delta\lambda_D$, вычисленное по линиям Ti^+ , то в протуберанце 13 июля 1955 г. для линий H и K Ca^+ отношение $\frac{\Delta\lambda_{\text{набл.}}}{\Delta\lambda_D} = 1.8-2.8$, а для линии H_α с использованием

$\Delta\lambda_D$, вычисленным по высшим членам серии Бальмера, $\frac{\Delta\lambda_{\text{набл.}}}{\Delta\lambda_D} = 1.9-2.1$.

Таким образом самопоглощение в линиях H и K Ca^+ должно быть сильнее, чем в H_α , но табл. 2 этого не показывает. Кроме того, применение способа А. Б. Северного, основанного на использовании отношения $\frac{\Delta\lambda_{\text{набл.}}}{\Delta\lambda_D}$, приводит для этих линий к величинам $Nk_0 > 10^2$, т. е.

значительно бóльшим, чем приведены в табл. 2. Правда, способ А. Б. Северного основывается также на применении формулы (3), описывающей самопоглощение в однородном слое, но эта формула, как следует из вышеизложенного, не применима к протуберанцам.

Перейдем к рассмотрению линий гелия. Линии гелия, как известно, являются триплетами. Например, линия D_3 состоит из трех компонентов: $\lambda 5875.601$, $\lambda 5875.643$ и $\lambda 5875.965$, имеющих относительные интенсивности соответственно 10, 6 и 2. Так как полуширина линии D_3 в протуберанцах $\Delta\lambda = 0.4 \text{ \AA}$, два первых компонента, составляющих ядро линии, можно рассматривать как практически совпадающие. Третий слабый компонент обуславливает асимметрию линии D_3 , как это видно на фиг. 1. Ядро линии, если его определить только по синему крылу и самой верхней части контура, является гауссовым. Таким образом, полуширина гауссова ядра линии D_3 была определена фактически по одной половине контура, в то время как эквивалентная ширина S определена для всего триплет в целом. Необходимо учитывать также эффект асимметрии у линии $\lambda 4471$, которая является триплетом, подобным линии D_3 , поскольку у нее расстояние третьего компонента от двух первых составляет $0.21 \text{ \AA}$. На основании рассмотрения системы уровней ортогогелия было определено, что у линии $\lambda 3889$ третий компонент расположен с красной стороны от линии на расстоянии $0.04 \text{ \AA}$. Очевидно, что влиянием этого компонента можно пренебречь. При определении полуширины у линий H_ϵ и He_ϵ были использованы только те части контуров, которые не перекрывались между собой.

Результаты измерения полуширины аппроксимирующих гауссовых контуров $\Delta\lambda_G$ (в $\text{\AA}$) даны в табл. 3 (столбец 5), в которой приведены также измеренные длины волн линий протуберанцев λ (столбец 4), эквивалентная ширина контура S (в $\text{\AA}$ непрерывного спектра центра солнечного диска) и максимальная интенсивность контура I_m в единицах непрерывного спектра центра диска Солнца (столбцы 6 и 7). В столбце 8 дано число n измерений данного контура на разных спектрограммах.

№ п/п	Линия	Узел	λ	$\Delta\lambda_{\Gamma}, \text{\AA}$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$	n
1	2	3	4	5	6	7	8
23 марта 1955 г.							
1	H_{α}	1	—	0.455	14.7	25.5	1
2		1	—	0.57	194	285	1
3		2	—	0.465	14.0	21	1
4		2'	—	0.90	28.7	30	1
5		3	—	0.85	38.7	34	1
6		3'	—	0.74	70	65	1
7		4	—	0.49	89	130	1
8		H_{β}	1	—	0.40	1.55	3.3
9	1'		—	0.39	2.37	6.5	1
10	2		—	0.44	2.5	4.7	1
11	2'		—	0.475	2.85	5.2	1
12		3	—	0.415	2.85	6.0	1
13		3'	—	0.54	11.3	18	1
14		4	—	0.35	14.3	41	1
15		H_{γ}	1	—	0.29	0.62	2.3
16	1'		—	0.31	0.80	2.4	1
17	2		—	0.35	0.97	2.3	1
18	2'		—	0.575	7.0	8.4	1
19		3	—	0.325	0.89	2.2	1
20		3'	—	0.67	28	37	1
21		4	—	0.30	7.3	18	1
22		H_{δ}	1	—	0.34	(0.4)	(1.0)
23	1'		—	0.23:	0.19	1.0	1
24	2		—	0.37	0.71	1.85	1
25	2'		—	0.80	4.1	7.0	1
26		3	—	0.34	0.44	1.2	1
27		3'	—	0.79	9.3	31	1
28		4	—	0.32	2.6	7.2	1
29		D_3	1	—	0.32	0.60	1.6
30	1'		—	0.32	1.2	3.0	1
31	2		—	0.42	0.73	1.6	1
32	2'		—	0.39	0.70	1.6	1
33		3	—	0.345	0.60	1.5	1
34		3'	—	0.46	2.0	3.9	1
35		4	—	0.28	2.2	7.5	1
13 мая 1955 г.							
36	H_{α}	1	6562.881	0.702	29.5	26	1
37		2	.858	0.665	44	39.5	1
38	H_{β}	1	4861.340	0.45	3.9	6.6	1
39		2	.334	0.455	5.2	7.9	1
40	H_{γ}	1	4340.436	0.38	1.3	2.6	1
41		2	.463	0.345	2.1	3.8	1
42	H_{δ}	2	4101.730	0.345	0.64	1.4	1
43	H_{ε}	1	3970.099	0.48:	0.62	1.0	1
44		2	.097	0.345	1.45	3.3	2

Таблица 3 (Продолжение)

№ п/п	Линия	Узел	λ	$\Delta\lambda_{\Gamma}, \text{\AA}$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$	n
1	2	3	4	5	6	7	8
45	H_{ζ}	1	3889.045	—	0.35	0.5	1
46		2	.075	0.33	0.28	0.7	1
47	D_3	1	5875.734	0.535	2.0	2.5	1
48		2	.665	0.42	5.8	9.0	1
49	He_{ζ}	1	3888.616	0.278	0.45	1.4 ⁵	1
50		2	.636	0.251	0.75	2.0 ⁵	1
51	H	1	3968.504	0.36	6.6	15.5	1
52		2	.489	0.315	12.1	21.5	2
53	K	1	3933.715	0.39 ;	8.8	17.0	1
54		2	.663	0.34	13.2	22.6	2
55	H_{α}	3a	6562.895	2.3	0.98	0.83	1
56	H	3a	3968.531	0.97	0.66	1.3	1
57	K	3a	3933.721	1.0	0.82	1.5	1
58	H_{α}	3б	6563.735	1.7	1.27	1.35	1
59	H	3б	3968.928	0.75	0.98	2.3	1
60	K	3б	3934.131	0.83	1.43	3.0	1
13 июля 1955 г.							
61	H_{α}	1	6562.89	0.76	1.75	140	2
62		2	.89	0.61	140	140	2
63		3	.86	0.58	128	137	2
64	H_{β}	1	4861.42 :	0.49	22	37	2
65		2	.347	0.42	19	37	2
66		3	.339	0.37	17	32	2
67	H_{γ}	1	4340.516	0.34	7.8	20	1
68		2	.486	0.29	6.7	19.5	1
69		3	.480	0.315	4.9	13.5	1
70	H_{δ}	1	4101.787	0.32	5.1	12	1
71		2	.756	0.285	4.1	13	1
72		3	.761	0.295	3.6	11	1
73	H_{ϵ}	1	3970.136	0.32	3.0	8.2	2
74		2	.086	0.27	2.1	7.8	2
75		3	.088	0.28	2.4	6.6	2
76	H_{ζ}	1	3889.098	0.335	2.7	6.9	1
77		2	.052	0.30	2.3	6.9	1
78		3	.047	0.29	1.7	5.1	1
79	H_0	1	3835.455	0.31	2.1	6.4	1
80		2	.418	0.28	2.0	5.4	1
81		3	.409	0.26	1.4	5.1	1
82	D_3	1	5875.718	0.445	10	16	2
83		2	.709	0.40	8.5	18	2
84		3	.662	0.30	6.0	16	2
85	4471	1	4471.532	0.32	1.3	3.4	1
86		2	.482	0.235	0.85	2.9	1
87		3	.482	0.23	0.96	3.1	1

Таблица 3 (Окончание)

№ п/п	Линия	Узел	λ	$\Delta\lambda_{\Gamma}, \text{ \AA}$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$	n
1	2	3	4	5	6	7	8
88	He $_{\zeta}$	1	3888.702	0.235	1.75	6.0	1
89		2	.674	0.20	1.25	5.2	1
90		3	.645	0.18	0.93	4.9	1
91	H	1	3968.537	0.44	15.5	24	2
92		2	.488	0.28	8.0	24	2
93		3	.475	0.24	6.8	22	2
94	K	1	3933.726	0.50	13.0	23.5	2
95		2	.685	0.27	7.5	23	2
96		3	.667	0.25	6.5	24.5	2
97	Ti +	1	3761.394	0.17	0.35	0.18	2
98		2	.316	0.17	0.27	0.15	2
99		3	.326	0.155	0.28	0.15	2
100	Ti +	1	3759.365	0.17	0.37	19.	2
101		2	.290	0.16	0.33	15.5	2
102		3	.305	0.13	0.28	14	2
103	Ti +	1	3685.275	0.19	0.29	13.5	2
104		2	.205	0.17	0.30	17	2
105		3	.215	0.14	0.20	11	2
22 июля 1955 г.							
106	H $_{\alpha}$	1	6562.853	0.525	81	140	2
107	H $_{\beta}$	1	4861.33 :	0.47	5.2	10	2
108	H $_{\gamma}$	1	4340.475	0.435	0.93	2.0	1
109	H $_{\delta}$	1	4101.814:	0.40	0.36	0.8	1
110	H $_{\epsilon}$	1	3970.140	0.36	0.23	0.7	2
111	D $_3$	1	5875.700	0.28	4.1	10	2
112	H	1	3968.505	0.145	5.9	26	2
113		2	.82	0.28	2.3	7.6	1
114		3	.05	0.30	0.32	0.76	1
115	K	1	3933.695	0.14	7.2	28.5	2
116		2	3934.025	0.29	2.35	7.6	1
117		3	3933.255	0.30	0.39	0.95	1

Обратимся к далеким крыльям контуров. Следует еще раз напомнить, что крылья определяются весьма неуверенно, так как их интенсивность лежит большей частью в пределах ошибок измерения. Поэтому средние точки, обведенные на графиках фиг. 3 кружками, могут дать, в сущности, лишь общее представление о поведении крыльев. Благодаря этому наблюдается кажущееся различие между синим и красным крыльями, некоторая асимметрия контура в крыльях и другие явления, по-видимому, не имеющие реального значения. Принимая во внимание эти замечания, следует, тем не менее, признать, что у контуров спектральных линий протуберанцев в далеких крыльях интенсивность больше той интенсивности, которой они обладали бы, если бы контуры имели форму

гауссовой кривой от вершины до конца крыла. Очевидно, что контур линий протуберанца является более сложным. Далее, сопоставление между собой контуров разных линий показывает, что отклонение крыльев от гауссовой кривой, определяемой верхней частью контура, меньше у линий водорода, больше у линий Н и К Ca^+ и сильнее всего выражено у линий гелия. В этом отношении наглядный пример дает сопоставление между собой линий H_γ и He_γ на фиг. 3. У трех исследованных линий Ti^+ : $\lambda 3685$, $\lambda 3759$ и $\lambda 3761$, возможно из-за недостаточной точности, определенно выраженных крыльев, отклоняющихся от гауссовой кривой, определяемой ядром линии, не обнаруживается.

Для целей последующего обсуждения было использовано два способа описания крыльев. Рассмотрение графиков $(\Delta\lambda^2, \lg I)$, относящихся к линиям He и Ca^+ , дает основание предполагать, что точки в крыльях контуров также укладываются на некоторую прямую линию, т. е. что они также могут быть аппроксимированы некоторой гауссовой кривой, но с полушириной, большей, чем полуширина центральной части линии. Контур представляется в этом случае в виде наложения двух гауссовых кривых: узкой и яркой для ядра и широкой, но слабой для крыла. Присутствие у наблюдаемых контуров доплеровских крыльев с большой полушириной подтвердило бы гипотезу В. А. Крата [12] о сосуществовании в хромосфере наряду с холодным, также и горячего газов.

С другой стороны, была сделана попытка представить крылья контуров формулой вида $I \sim \Delta\lambda^{-\alpha}$, где $\Delta\lambda$ — расстояние от середины контура. Наиболее уверенные измерения крыльев были сделаны для протуберанца 13 июля 1955 г. Однако и для него обнаруживаются большие ошибки. Результаты определения величины α , а также приведенной полуширины вторых гауссовых кривых $\frac{(\Delta\lambda_I)_2}{\lambda}$ для каждой длины волны, усредненные по всем измерениям протуберанца, приведены в табл. 4.

Таблица 4

	H_α	H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ	H_η	D_3	He_γ	H	K
$\frac{(\Delta\lambda_I)_2}{\lambda} \cdot 10^5$	15.3	13.1	9.5	8.5	11.3	8.9	14.3	15.6	10.9	15.3	17.3
α	8.4	8.0	8.1	5.6	4.9	8.15	6.15	6.9	7.6	5.1	4.9
$(\lg I)_{\text{кр.}}$	2.0	11.3	0.8	0.9	11.0	1.2	0.85	1.2	0.7	0.85	1.1
$(\Delta\lambda)_{\text{кр.}}$	0.72	0.48	0.32	0.28	0.26	0.24	0.235				

В табл. 4 указаны также значения $(\lg I)_{\text{кр.}}$ и $(\Delta\lambda)_{\text{кр.}}$, при которых начинается отклонение крыла от гауссовой кривой для ядра. На фиг. 3 у линии H_β , например, крыло начинается примерно с точки контура, определяемой координатами $(\lg I)_{\text{кр.}} = 1.4$ и $(\Delta\lambda)_{\text{кр.}} = 0.22$.

§ 5. Точность измерений

Прежде чем переходить к обсуждению материала, необходимо рассмотреть вопрос о точности определения различных параметров контура.

Абсолютные значения S и I_m при применявшейся методике фотирования спектров и привязки к интенсивности центра солнечного диска не дают возможности получить точность выше 20%, как показывает сравнение между собой результатов различных измерений. Относительные изменения значений S и I_m при сравнении между собой различных частей одного протуберанца более уверенны.

Длины волн различных линий, как уже отмечалось, в большинстве случаев измерены с точностью $\pm 0.01 \text{ \AA}$.

Определение параметров α и $(\Delta\lambda_r)_2$ для крыльев контура весьма неуверенно, как показывает сравнение между собой результатов различных измерений контуров одной линии, относящихся к одному и тому же месту протуберанца. Эти параметры, а также величины $(\lg I)_{\text{кр.}}$ и $(\Delta\lambda)_{\text{кр.}}$, указывающие место на контуре, с которого начинается далекое крыло, дают лишь общее представление о крыльях контуров.

Основное внимание в данной работе было уделено получению возможно более точных значений полуширины контуров. Понятно, что определение одной полуширины или даже трех ширин (ср. [1]) на графике, где проведен сглаженный контур, является недостаточно точным. Кроме того, практика показывает, что большую неуверенность при этом в определении $\Delta\lambda$ вносят неточности измерения I_m контура. В данной работе были использованы все измеренные точки контура, к которым подбиралась гауссова кривая, наиболее удовлетворительно представляющая эти точки. Представляет интерес оценить точность примененного способа. Для этой цели коэффициенты линейной зависимости, связывающей наблюдаемые значения $\Delta\lambda^2$ и $\lg I$, были вычислены по способу наименьших квадратов для некоторых контуров H_γ и H_δ . При вычислении не принимались во внимание точки, определяющие далекие крылья контуров, а также точки, определяющие вершину контуров у линий H_γ , так как они искажены самопоглощением. Средняя квадратичная ошибка вычисленных коэффициентов линейной зависимости, которые пропорциональны $\Delta\lambda^2_r$, составила $\pm 2-5\%$. Средняя ошибка определения $\Delta\lambda_r$, естественно, будет в два раза меньше.

Для большей строгости были проделаны также вычисления с учетом веса измерения каждой точки контура. Поскольку ошибка измерения интенсивности ΔI практически постоянна для всего контура, вес брался равным отношению $\frac{I}{\Delta I}$. Эти вычисления дали ту же величину средней квадратичной ошибки. Результаты графического определения $\Delta\lambda_r$ и обих серий вычислений хорошо согласуются между собой в пределах вычисленных ошибок. Поэтому был применен графический способ определения $\Delta\lambda_r$, который обладает преимуществом простоты и наглядности. Для более слабых линий естественно ожидать увеличения ошибки определения $\Delta\lambda_r$, поскольку возрастает величина относительной ошибки ин-

тенсивности контура $\frac{\Delta I}{I_m}$. При этом надо иметь в виду, что эта ошибка обладает тенденцией приводить к заниженным определениям $\Delta\lambda_r$. Действительно, при постоянной ошибке ΔI точки $\lg(I - \Delta I)$ систематически сильнее отклоняются от истинной прямой, чем точки $\lg(I + \Delta I)$, поскольку в процентном отношении величина $I - \Delta I$ больше отличается от I , чем $I + \Delta I$. Были построены специальные графики, которые показали, что при ошибке $\frac{\Delta I}{I_m} = 10\%$ возможно занижение определенного по графику значения $\Delta\lambda_r$ на 5%.

На точность определения $\Delta\lambda_r$ существенное влияние оказывает определение нуля интенсивности контура. Поэтому при измерении контуров было обращено внимание на то, чтобы получить не менее 10—20 точек на спектре ореола с каждой стороны от измеряемой линии, которые и определяют нулевую интенсивность контура. Было обращено также особое внимание на исключение влияния рассеянного света внутри спектрографа, который на некоторых пластинках в желто-красной части спектра давал подложку, интенсивность которой доходила до 20% от величины интенсивности спектра ореола.

§ 6. Обсуждение полученных результатов

Сделаем кратко основные выводы, следующие из рассмотрения результатов измерения контуров.

Сначала рассмотрим полуширины линий. В табл. 5 даны значения приведенных полуширин, т. е. величины $\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda}$, которые для удобства умножены на коэффициент 10^5 . Следует иметь в виду, что измерения для протуберанца 23 марта менее точны, чем в остальных случаях.

Обратимся к данным для линий водорода. Как следует из формулы (2), $\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda}$ для всех линий одного химического элемента должны быть равны между собой. Между тем, из табл. 5 следует прежде всего, что хотя для высших членов бальмеровской серии величины $\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda}$ почти постоянны, для линий H_α и H_β они часто заметно больше, хотя влияние эффекта самопоглощения на величины $\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda}$ исключено самим способом получения этих величин. Выше, при рассмотрении вопроса о самопоглощении, был сделан вывод о том, что, по-видимому, расширение контуров этих линий обусловлено не только доплеровским эффектом. Сопоставление $\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda}$ линий H_α и H_β с приведенными полуширинами других водородных линий подтверждает это заключение.

В статье [1] был сделан вывод о том, что $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ увеличивается с номером линии в серии Бальмера и что градиент этого увеличения $\frac{\partial \Delta\lambda/\lambda}{\partial n} = 1.3 \cdot 10^{-5}$ в среднем по всему материалу. Если исключить из рассмотрения линии H_α и H_β , большая величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ у которых представ-

Таблица 5

Прогрубо- ранец	Узел	H _α	H _β	H _γ	H _δ	H _ε	H _ζ	H _η	H	$\frac{\partial \Delta\lambda}{\partial n}$	D ₃	λ_{4471}	He _γ	Ti ⁺	H	K
23. III	1	6.95	8.2	6.65	8.3	—	—	—	—	—	5.4	—	—	—	—	—
	1'	8.7	8.0	7.2	—	—	—	—	—	—	5.4	—	—	—	—	—
	2	7.1	9.0	8.05	9.0	—	—	—	—	—	7.1	—	—	—	—	—
	2'	13.7	9.75	13.2	19.5	—	—	—	—	—	6.65	—	—	—	—	—
	3	12.9	8.5	7.5	8.3	—	—	—	—	—	5.9	—	—	—	—	—
	3'	11.3	11.1	15.4	19.3	—	—	—	—	—	7.8	—	—	—	—	—
	4	7.5	7.2	6.95	7.8	—	—	—	—	—	4.8	—	—	—	—	—
	1	10.7	9.2	8.8	—	—	—	—	—	—	9.1	—	7.15	—	9.1	9.9
13. V	2	10.1	9.3	7.9	8.4	8.7	8.5	—	—	0.21 ± 0.12	7.2	—	6.45	—	7.9	8.65
	3a	10.4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	7.6	8.4
	3b	14.0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	9.8	10.2
	1	11.6	10.1	7.8	7.8	8.05	8.6	8.1	8.05	0.14 ± 0.09	7.6	7.15	6.05	4.8	11.1	12.7
13. VII	2	9.3	8.6	6.7	6.95	7.0	7.7	7.3	7.13	0.20 ± 0.10	6.8	5.25	5.15	4.45	7.05	6.85
	3	8.8	7.6	7.25	7.2	7.05	7.45	6.8	7.15	—0.06 ± 0.07	5.1	5.15	4.6	3.8	6.05	6.35
	1	8.0	9.65	10.0	9.75	9.05	—	—	9.3	—	4.75	—	—	—	3.6	3.55
22. VII	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	7.0	7.4
	3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	7.5	7.6

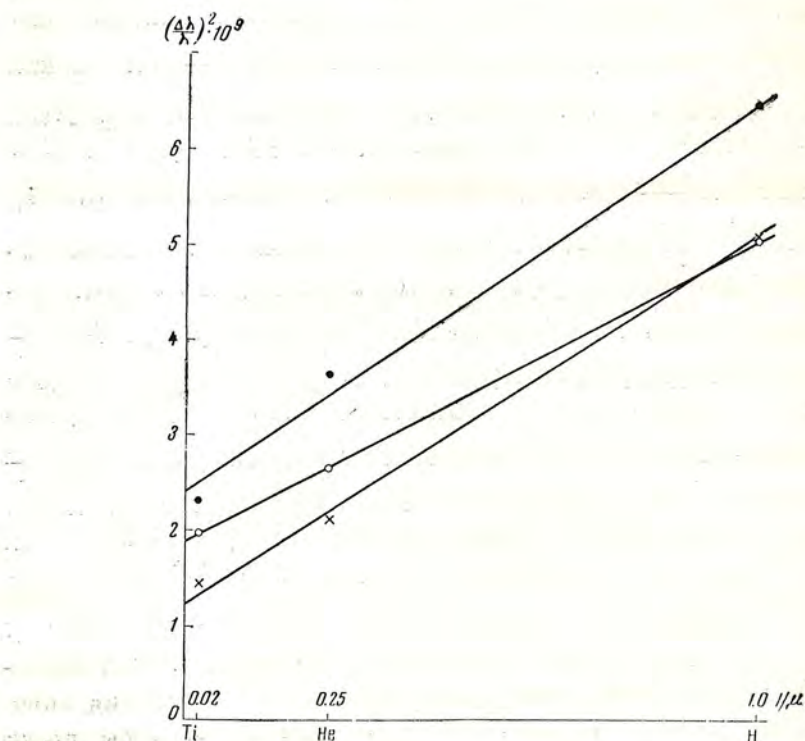
ляет особый вопрос, то для остальных линий в табл. 5, по-видимому, подтверждается рост $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ с номером линии, однако величина $\frac{\partial \Delta\lambda/\lambda}{\partial n}$, вычисленная по наиболее уверенным данным для протуберанцев 13 мая и 13 июля, составляет всего $0.2 \cdot 10^{-5}$ и близка к величине средней квадратичной ошибки (для протуберанца 13 июля (3) получилась даже отрицательная величина).

Следует, однако, напомнить, что $\Delta\lambda_r$, из-за ошибок определения интенсивности точек контура, может иметь несколько заниженное значение. При этом, поскольку относительная ошибка $\frac{\Delta I}{I_m}$ для высших членов серии Бальмера, имеющих меньшую интенсивность, возрастает, постольку возрастает и опасность занижения величины $\Delta\lambda_r$, а следовательно, и величины $\frac{\partial \Delta\lambda/\lambda}{\partial n}$. Для развивающегося коронального протуберанца 22 июля (1) вычисление величины $\frac{\partial \Delta\lambda/\lambda}{\partial n}$ рискованно, так как различные линии были сфотографированы на разной стадии развития протуберанца, и из данных табл. 5 следует, что, по-видимому, величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ в процессе развития протуберанца увеличилась, а достигнув некоторого предела, стала уменьшаться. Это заключение находит подтверждение еще в том, что $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ для линии D_3 оказывается в 2 с лишним раза меньше $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ для линий H_β , H_γ и H_δ (сфотографированных позже, чем линия D_3), что абсурдно с точки зрения применения формулы (2) к линиям гелия и водорода одновременно и доказывает, что линии H_β , H_γ и H_δ дополнительно расширились. Это заключение об изменении величины $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ в процессе развития протуберанца интересно само по себе. Для протуберанца 23 марта измерено мало линий и точность измерения ниже, так как при измерениях не были строго соблюдены все меры предосторожности, описанные в § 1. Тем не менее, сопоставление линий H и H_δ показывает, что последняя линия систематически шире первой. Таким образом, исследуемый материал, по-видимому, подтверждает факт роста $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ с номером линии.

Рассмотрим результаты измерения полуширины гелиевых линий. Сопоставление величин $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ для линий D_3 и He_ζ показывает, что приведенная полуширина у первой линии систематически больше, чем у второй. Этот факт впервые был отмечен в диссертации М. В. Братийчук [13]. Хотя данные для линии He_ζ 4471 менее надежны, они показывают, что эта линия занимает промежуточное положение между линиями D_3 и He_ζ . Таким образом, линии D_3 и 4471 имеют какой-то дополнительный источник расширения по сравнению с линией He_ζ . По-видимому, это связано частично с тем, что ядра линий D_3 и 4471 состоят из тесного дублета. Расчеты показывают, что при наложении двух мало смещенных друг относительно друга гауссовых контуров, полуширина

суммарного контура, определенная графически при помощи зависимости $(\Delta\lambda^2, \lg I)$, возрастает на величину несколько меньшую, чем расстояние между смещенными контурами. Таким образом, дублетный характер ядра приводит к увеличению ширины линии, однако это увеличение иногда меньше наблюдаемого раза в два.

Проведем сопоставление между собой полуширин линий разных элементов. Если справедлива формула (2) для протуберанцев, то между



Фиг. 4. Сравнение приведенных полуширин различных элементов для различных частей протуберанца 13 июля 1955 г.

Темные кружки — часть 1, светлые кружки — часть 2; крестики — часть 3.

величинами $\frac{1}{\mu}$ и $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2$ должна быть линейная зависимость. На фиг. 4 сопоставлены данные для линий водорода, гелия и титана для протуберанца 13 июля 1955 г. Величина $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ для водорода была получена усреднением величин $\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda}$ для высших членов серии Бальмера, начиная с линии H_γ . Эта величина приведена в табл. 5 в столбце $\bar{H}$. Для гелия была взята величина $\frac{\Delta\lambda_r}{\lambda}$, определенная по линии $He \lambda 3889$. Для всех трех частей протуберанца 13 июля данные для линий водорода, гелия и титана действительно укладываются в пределах точности измерения на прямую линию. Этот факт показывает, что контуры слабых метал-

лических и водородных линий, а также линии $\text{He } \lambda 3889$, имеют в основном доплеровское расширение.

Наклон прямой линии на фиг. 4 дает $T_{\text{кин}}$, а пересечение ее с осью ординат дает v_t^2 . Вычисленные по способу наименьших квадратов величины $T_{\text{кин}}$ и v_t для каждой части протуберанца приведены в табл. 6.

Таблица 6

	Протуберанец 13 мая 1955 г.		Протуберанец 13 июля 1955 г.		
	узел		узел		
	1	2	1	2	3
$T_{\text{кин}}$	6950°	7550°	8150°	6300°	7500°
v_t , км/сек	11.7	10.2	8.8	7.8	6.4

При вычислении $T_{\text{кин}}$ и v_t для протуберанца 13 мая были использованы полуширины только водородных линий и линии $\text{He } \lambda 3889$.

Обратимся теперь к данным для крыльев контуров, представленных в табл. 4. Данные этой таблицы показывают, что: 1) отклонение крыльев от гауссовой кривой, определяемой верхней частью контура, наступает примерно с интенсивности, составляющей 10% от максимальной интенсивности $I_{\text{мах}}$; 2) наиболее круто (большое α) интенсивность крыла падает у водорода, особенно у первых линий серии Бальмера, и наиболее полого — у линий Ca^+ ; 3) представление крыльев гауссовой кривой приводит к заключению, что полуширина аппроксимирующей гауссовой кривой тем больше, чем ярче линия (наибольшая у линии Ca^+), и не обнаруживает характерной для доплеровских контуров зависимости согласно формуле (2) от величины молекулярного веса μ , как это наблюдается для ядер линий. Таким образом, представление о том, что крылья контуров могут быть обусловлены горячим компонентом газа в протуберанцах, отпадает. С другой стороны, слишком большая величина α не позволяет заключить, что мы имеем дело со штарковским крылом, у которого $\alpha=2.5$, или с крылом затухания излучения, для которого $\alpha=2.0$. По-видимому, у контуров измерена переходная область между доплеровским ядром и далеким крылом, о природе которого можно делать различные предположения. Особую трудность при этом представляет наличие пологих крыльев у контуров линий Ca^+ .

В этой связи уместно обратить внимание на следующий факт. На фототрафиях спектра линий H и K Ca^+ , полученных с передержкой, часто видно, что под черной линией излучения с хорошо выраженным ядром проступает какая-то широкая размытая и часто аморфная подложка. В некоторых случаях видно, что эта подложка состоит из отдельных узелков, обладающих различными доплеровскими смещениями. По всей вероятности, результаты измерения крыльев, доведенные до столь малых значений интенсивности, которые глаз уже не различает на пластинке, и отражает собой факт присутствия такой подложки. Это обстоя-

Протуберанец	Узел	Длина						
		6562.79	4861.327	4340.465	4101.735	3970.074	3889.055	3835.397
13. V	1	14	3	—7	—	6	—3	—
	2	11	1.5	—1	—1	6	—4	—
	3a	16						
	3б	144						
13. VII	1	15	21 :	12	13	16	11	15
	2	15	4	4.5	5	3	—1	5.5
	3	11	2.5	3	6	3.5	2	3
22. VII	1	10	1	2	19	17	—	—
Хромосфера		2	34	31	28	43	32 :	37

тельство необходимо учитывать при дальнейшем изучении далеких крыльев контуров.

В заключение рассмотрим вопрос о длинах волн спектральных линий у исследованных протуберанцев. Спектральные линии протуберанца могут быть смещены, во-первых, за счет движения его относительно наблюдателя (доплеровское смещение) и, во-вторых, за счет влияния физических условий, в которых находятся атомы вещества протуберанца. Представляет интерес выяснить, не влияют ли физические условия в протуберанцах на положение спектральных линий. Для этого надо отделить доплеровское смещение. Это можно сделать на основании того, что оно подчиняется соотношению

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} = \text{const}$$

независимо от длины волны и сорта атома, излучающего спектральную линию. В табл. 3 были приведены результаты измерения положения линий спектра протуберанца относительно линий спектра Солнца, что вносит в длину волны протуберанца некоторое доплеровское смещение за счет движения Солнца относительно наблюдателя. Определим смещение линий $\delta\lambda$, взяв разности между измеренными длинами волн линий протуберанцев и длинами волн соответствующих линий в таблице спектральных линий [14], которые мы предполагаем в пределах точности измерений свободными от смещений, вызванных как движением, так и влиянием физических условий. В табл. 7 приведены значения $\frac{\delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ для всех измеренных линий.

Длины волн линий приведены согласно [14]. В последнем столбце табл. 7 дано среднее значение $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$. Напомним, что средняя ошибка измерения величин $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ в большинстве случаев равна $\pm 2 \cdot 10^{-6}$, но для слабых линий

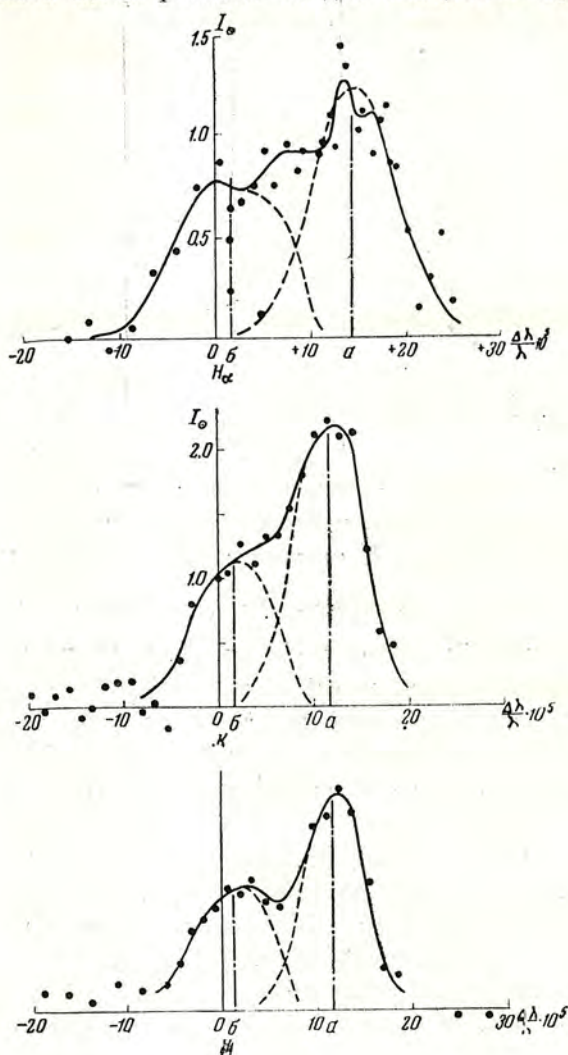
Таблица 7

волны, Å								Среднее $\frac{\delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
5875.62	4471.48	3888.65	3968.468	3933.666	3761.323	3759.295	3685.195	
19	—	—9	9	12	—	—	—	5
8.5	—	—5	5.5	—1.5	—	—	—	2
			16	14	—	—	—	15
			116	118	—	—	—	126
17	11	13	17	15	19	19	22	16
15	0	6	5	5	—2	—1	3	4
7	0	1	2	0	1	3	5	3
14	—	—	9	7	—	—	—	10
3	13		58	59		9	15	28

может быть больше. Анализ данных табл. 7 показывает, что большинство линий протуберанцев обладает смещением, которое в пределах точности измерений следует считать доплеровским. В таблице жирным шрифтом выделены величины, которые сильно отличаются от $\frac{\delta\lambda}{\lambda}$ и указывают на недоплеровское смещение линий; рассмотрим их. Прежде всего, по поводу результатов измерения длин волн линий протуберанца 22 июля следует еще раз заметить, что различные линии протуберанца были сфотографированы на разной стадии его развития и поэтому не могут быть сопоставлены друг с другом. Из остальных данных, выделенных в таблице, обращают на себя внимание величины для линий H_α и D_3 , которые в некоторых из исследованных случаев обнаруживают недоплеровское смещение, по своей величине в несколько раз превосходящее ошибку измерения. В связи с обнаруженным эффектом поведения линий H_α и D_3 в протуберанцах, отметим, что по материалу Митчелла [15] для хромосферы (см. последнюю строку в табл. 7) также следует аномальное поведение этих линий. Причиной смещения линии D_3 может быть молекулярный Штарк-эффект; смещение линии H_α объяснить труднее. Следует подчеркнуть, что вывод о недоплеровском смещении линий H_α и D_3 не связан со способом получения величины смещения $\delta\lambda$, поскольку просто дифференциальные измерения смещения линий для трех узлов протуберанца 13 июля, сфотографированных на одну спектрограмму, обнаруживают аномальное поведение указанных линий. Аналогичный же вывод относительно линии H_α получается по протуберанцу 13 мая (3).

В протуберанце 13 мая наряду с основными узлами (1) и (2) наблюдался интенсивный слабо светящийся узел; двигавшийся с большой скоростью. Для этого узла были измерены контуры линий H_α , H и K . Они сильно отличаются по своей форме от гауссовой кривой. Чтобы провести анализ этих контуров, мы построили их один под другим, взяв

по оси абсцисс величину $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ (фиг. 5). Контур линии H_{α} представляется несколько более сложным, чем контуры линий Н и К, которые могут быть легко разбиты на два смещенных друг относительно друга гауссовых контура (показано пунктиром на фиг. 5). Для построения левого крыла правого компонента a мы симметрично относительно вершины отразили правое крыло, а левый компонент b получали как разность между общим контуром и правым компонентом. По примеру линий Н и К Ca^{+} , контур линии H_{α} также был разбит на две части. Хотя процедура разбиения одного сложного контура на несколько составляющих не является однозначной, но в данном случае проведенное разбиение, по-видимому, не может вызвать серьезных возражений. Данные о каждой составляющей контура приведены в табл. 2.



Фиг. 5. Контуры линий протуберанца 13 мая 1955 г. (3).

По оси абсцисс отложены величины $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^5$, по оси ординат — шкала интенсивностей в единицах 10^{-3} от интенсивности непрерывного спектра центра солнечного диска. Пунктиром показано разбиение контуров на два компонента.

2. Если считать, что контуры компонентов не обременены самопоглощением, то на основании формулы (2) получим для узла a температуру $T=11\ 200^{\circ}$ и турбулентную скорость $v_t=14$ км/сек, а для узла b $T=24\ 500^{\circ}$ и $v_t=17.5$ км/сек.

По поводу полученных двух компонентов контура следует сделать два замечания:

1. Длины волн компонента b для всех трех линий соответствуют доплеровскому смещению, а смещение компонента a в линии H_{α} существенно больше, чем в линиях Ca^{+} . Таким образом, тут дифференциальные измерения также обнаруживают anomalous поведение линии H_{α} .

Настоящая работа излагает лишь первые результаты исследования протуберанцев, полученные с новым инструментом — БСТ. Проведенное исследование показывает превосходные качества спектрографа БСТ, изготовленного советской промышленностью.

Автор приносит благодарность Т. Т. Цапу за измерение спектрограмм, а также профессору А. Б. Северному, оказавшему помощь в проведении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 13, 112, 1955; 15, 69, 1955.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 31, 1955.
3. R. Wilson. Observatory, 73, № 876, 170, 1953.
4. R. Wilson. M. N., 113, 557, 1953.
5. В. А. Крат. Бюлл. «Солн. данные 1956», № 1, стр. 106, 1956.
6. M. Conway. Proc. Roy. Irish. Acad., 54, 311, 1952.
7. В. Л. Хохлова и И. И. Назарова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 11, 170, 1954.
8. S. Verweij. Publ. Astr. Inst. Amsterdam, № 5, 1936.
9. C. de Jager. Rech. Utrecht, 13, part 1, 1952.
10. M. Ellison. Estratto dagli atti dell' XI «Convegno Volta», Roma, 1952.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 33, 1954.
12. В. А. Крат. Докл. АН СССР, 166, 619, 1956.
13. М. В. Братийчук. Кандидатская диссертация. Киев, 1956.
14. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский. Таблицы спектральных линий. Гостехиздат, 1952.
15. S. Mitchell. Ap. J., 105, 1, 1947.

КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ В ОБРАТНОМ ЭФФЕКТЕ ЗЕЕМАНА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. Е. Степанов

На основании классической теории магнитооптического эффекта вычисляется коэффициент поглощения атомов в обратном эффекте Зеемана при произвольной ориентации магнитного поля. Определяется поляризация поглощаемого атомами излучения. Эффективное поглощение выражается в виде двух коэффициентов поглощения: s_+ и s_- , соответствующих двум взаимно ортогональным состояниям поляризации света. При применении к астрофизическим явлениям для определения контуров линий поглощения необходимо составлять два независимых друг от друга уравнения переноса лучистой энергии. Рассматриваются некоторые частные случаи поглощения атомами, находящимися в магнитном поле.

THE ABSORPTION COEFFICIENT OF ATOMS IN THE CASE OF REVERSE ZEEMAN EFFECT FOR AN ARBITRARY DIRECTED MAGNETIC FIELD, by *V. E. Stepanov*. — The absorption coefficient of atoms in the reverse Zeeman effect for an arbitrary direction of the magnetic field has been calculated on the basis of the classical theory of the magneto-optical phenomena. The polarization of the radiation absorbed by atoms was found. The effective absorption is expressed by two coefficients of absorption s_+ and s_- , corresponding to two different states of polarization. If applied to astrophysical determinations of the profiles of absorption lines it is necessary to form two independent equations of transfer. Some special cases of absorption in the magnetic field are considered.

§ 1. Введение

Явление Зеемана в линиях поглощения обычно называется обратным эффектом Зеемана. Выражение для коэффициента поглощения в обратном эффекте Зеемана известно для двух предельных случаев: продольного и поперечного магнитного поля [1, 2]. Оно было использовано в работах [3, 4], в которых обсуждался вопрос об изменении контура линий и эквивалентных ширин в зависимости от напряженности магнитного поля. Было установлено, что эквивалентная ширина линий в поперечном эффекте Зеемана растет с увеличением поля и что неоднородность магнитного поля может вызвать появление асимметрии контура линии. Однако мы всегда имеем дело со случаем, когда магнитные поля ориентированы произвольно. Исследование физических условий в атмосферах звезд,

обладающих большими магнитными полями, физических условий в солнечных пятнах, определение структуры магнитных полей над ними невозможно без знания коэффициента поглощения атомов, находящихся в произвольно ориентированном относительно наблюдателя магнитном поле. Существующие формулы для распределения интенсивностей между компонентами расщепления в прямом эффекте Зеемана могут применяться только в случае слабого поглощения и сильных магнитных полей, когда отсутствует блендирование компонентов. Отсюда понятно, насколько важно иметь теорию коэффициента поглощения в обратном эффекте Зеемана.

В настоящей работе рассматривается вопрос о коэффициенте поглощения атомов для наиболее простого триплетного расщепления, когда поглощающие атомы находятся в однородном и постоянном магнитном поле.

§ 2. Основные уравнения и теория магнитооптического эффекта

Мы будем исходить из классической теории магнитооптических явлений, развитых в работах П. Зеемана [5, 6], Г. Лоренца [7], В. Фойгта [8] и др.

Рассмотрим атом во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$, параллельном оси z , находящийся под воздействием светового поля с частотой ω ; тогда уравнение движения электрона под действием этой силы имеет вид:

$$\begin{aligned}\ddot{x} + \gamma\dot{x} + 2\omega_L\dot{y} + \omega_0^2x &= \frac{e}{m}E_x, \\ \ddot{y} + \gamma\dot{y} - 2\omega_L\dot{x} + \omega_0^2y &= \frac{e}{m}E_y, \\ \ddot{z} + \gamma\dot{z} + \omega_0^2z &= \frac{e}{m}E_z,\end{aligned}\quad (1)$$

где ω_L — ларморовская частота, $\omega_L = 2\pi\nu_L = \frac{eH}{2mc}$, γ — постоянная затухания, ω_0 — частота невозмущенного атома, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$.

Решение этих уравнений в новых переменных:

$$\xi = x + iy, \quad \eta = x - iy, \quad \zeta = z$$

будет:

$$\left. \begin{aligned}\xi &= \alpha_\xi E_\xi^0; \\ \eta &= \alpha_\eta E_\eta^0; \\ \zeta &= \alpha_\zeta E_\zeta^0;\end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned}E_\xi^0 &= E_{0x} + iE_{0y}; \\ E_\eta^0 &= E_{0x} - iE_{0y}; \\ E_\zeta^0 &= E_{0z};\end{aligned} \right\} \quad (2')$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_z &= \frac{\frac{e}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 + \omega [2\omega_L + i\gamma]}; \\ \alpha_\eta &= \frac{\frac{e}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \omega [2\omega_L - i\gamma]}; \\ \alpha_z &= \frac{\frac{e}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

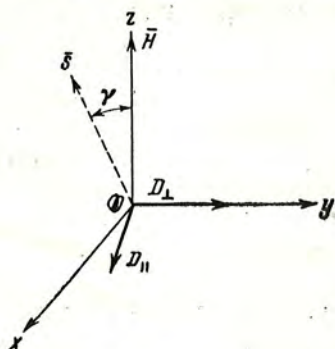
Для установления связи между величинами α_z , α_η , α_z и комплексным коэффициентом преломления нужно воспользоваться выражением вектора электрической индукции для анизотропных сред:

$$\left. \begin{aligned} D_x &= \epsilon_e E_x - i\epsilon' E_y; \\ D_y &= i\epsilon' E_x + \epsilon_e E_y; \\ D_z &= \epsilon_0 E_z, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P} = \mathbf{E} + 4\pi\mathfrak{N}\mathbf{r}; \quad \mathbf{P} = \mathfrak{N}\mathbf{r}; \quad p_x = ex, \quad p_y = ey, \quad p_z = ez. \quad (5)$$

Используя (5), (4), (2') и (3), устанавливаем связь между компонентами тензора диэлектрической постоянной ϵ_e , ϵ' , ϵ_0 и α_z , α_η , α_z , определяющими колебания атома в магнитном поле под воздействием световой волны:



$$\left. \begin{aligned} \epsilon_e &= 1 + 4\pi\mathfrak{N} \frac{1}{2} (\alpha_z + \alpha_\eta); \\ \epsilon' &= 4\pi\mathfrak{N} \frac{i}{2} (\alpha_z - \alpha_\eta); \\ \epsilon_0 &= 1 + 4\pi\mathfrak{N}\alpha_z. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Выберем оси координат так, чтобы вектор волновой нормали $\mathbf{s}$ находился в плоскости xz [1, стр. 487]:

Фиг. 1. Координатная система и расположение основных векторов.

$$\left. \begin{aligned} s_x^0 &= \sin \gamma; \\ s_y^0 &= 0; \\ s_z^0 &= \cos \gamma, \end{aligned} \right\}$$

где γ — угол между направлением световой нормали волны и направлением магнитного поля.

Разложим вектор электрической индукции $\mathbf{D}$, перпендикулярный к волновой нормали, на составляющие: параллельную и перпендикулярную плоскости $\mathbf{H}\mathbf{s}$

$$\left. \begin{aligned} D_{\parallel} &= D_x \cos \gamma - D_z \sin \gamma; \\ D_{\perp} &= D_y. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Условие перпендикулярности $\mathbf{D}$ вектору $\mathbf{s}$ дает:

$$D_x \sin \gamma + D_z \cos \gamma = 0. \quad (8)$$

Из (7) и (8) получаем:

$$\left. \begin{aligned} D_x &= D_{\parallel} \cos \gamma; \\ D_y &= D_{\perp}; \\ D_z &= -D_{\parallel} \sin \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Образует $E_{\parallel}$ и $E_{\perp}$ аналогично $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$:

$$\left. \begin{aligned} E_{\parallel} &= E_x \cos \gamma - E_z \sin \gamma; \\ E_{\perp} &= E_y, \end{aligned} \right\} \quad (9')$$

и так как

$$\mathbf{D} = n^2 [\mathbf{E} - \mathbf{s} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{s})],$$

то будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} D_{\parallel} &= n^2 E_{\parallel}; \\ D_{\perp} &= n^2 E_{\perp}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где n — комплексный показатель преломления.

Решая совместно уравнения (4), (9), (9') и используя (7), получим:

$$\left. \begin{aligned} E_{\parallel} &= \left(\frac{\epsilon_e \cos^2 \gamma}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{\epsilon_0} \right) D_{\parallel} + i \frac{\epsilon' \cos \gamma}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} D_{\perp}; \\ E_{\perp} &= \frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} D_{\perp} - i \frac{\epsilon' \cos \gamma}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} D_{\parallel}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Из уравнения (11), принимая во внимание (10), получаем для отношения амплитуд электрического вектора индукции:

$$\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} = \frac{-\frac{i \epsilon' \cos \gamma}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2}}{\frac{\epsilon_e \cos^2 \gamma}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{\epsilon_0} - \frac{1}{n^2}} = \frac{\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{n^2}}{\frac{i \epsilon' \cos \gamma}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2}}. \quad (12)$$

Одновременно, кроме отношения амплитуд, выражение (12) дает квадратное уравнение для квадрата комплексного коэффициента преломления — n^2 .

Разрешая (12) относительно $\frac{1}{n^2}$, получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n^2} &= \frac{1}{2} \left[\frac{\epsilon_e (2 - \sin^2 \gamma)}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{\epsilon_0} \right] \pm \\ &\pm \sqrt{\frac{1}{4} \sin^4 \gamma \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)^2 + \frac{\epsilon'^2 \cos^2 \gamma}{(\epsilon_e^2 - \epsilon'^2)^2}} \end{aligned} \quad (13)$$

и после исключения из (12) $\frac{1}{n^2}$, для отношения амплитуд будем иметь следующее выражение:

$$\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} = -i \frac{\frac{1}{2} \sin^2 \gamma \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \mp \sqrt{\frac{1}{4} \sin^4 \gamma \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)^2 + \frac{\epsilon'^2 \cos^2 \gamma}{(\epsilon_e^2 - \epsilon'^2)^2}}}{\frac{\epsilon'}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} \cos \gamma}. \quad (14)$$

Рассмотрим продольный эффект Зеемана. При $\gamma = 0$ из (13) и (14) следует:

$$n_{1,2}^2 = \varepsilon_e \mp \varepsilon'; \quad (15)$$

$$\left(\frac{D}{D_\perp}\right)_{1,2} = \left(\frac{D_x}{D_y}\right)_{1,2} = \pm i. \quad (16)$$

Индексы 1, 2 соответствуют первому и второму корням квадратного уравнения (12). Отношение амплитуд (16) показывает опережение (запаздывание) одного из колебаний на $\frac{\pi}{2}$, т. е. показывает круговую поляризацию. Таким образом, решение уравнений дает распространение двух волн с левокруговой (индекс 1) и правокруговой (индекс 2) поляризацией.

Подставляя в (15) величины ε_e и ε' из (6) и используя (3), получим для двух комплексных показателей преломления:

$$\begin{aligned} n_1^2 &= 1 + 4\pi\mathfrak{N}\alpha_z = 1 + \frac{4\pi\mathfrak{N}\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 + \omega(2\omega_L + i\gamma)}; \\ n_2^2 &= 1 + 4\pi\mathfrak{N}\alpha_q = 1 + \frac{4\pi\mathfrak{N}\frac{e^2}{m}}{\omega_0^2 - \omega^2 - \omega(2\omega_L - i\gamma)}. \end{aligned} \quad (17)$$

Используя то обстоятельство, что вблизи линии поглощения справедливо приближенное равенство:

$$\omega_0 + \omega \cong 2\omega_0,$$

и что

$$n = n'(1 - ix), \quad (18)$$

где n' — действительный коэффициент преломления, получим после деления (17) на мнимую и действительную части следующее выражение для показателя поглощения в продольном обратном эффекте Зеемана:

$$2n'x_{1,2} = \frac{\pi\mathfrak{N}\frac{e^2}{m\omega_0}\gamma}{(\omega - \omega_0 \mp \omega_L)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \quad (19)$$

Отсюда коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 см³, равен:

$$R_{1,2} = \frac{2\omega n'x_{1,2}}{c} = \frac{1}{mc} \frac{\pi e^2 \mathfrak{N} \gamma}{(\omega - \omega_0 \mp \omega_L)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \quad (20)$$

Соответствующий квантомеханический расчет дает для коэффициента поглощения на один атом [10]:

$$s_{1,2} = \frac{e^2}{mc} \frac{\delta_{ik} f_{ik}}{(\gamma - \gamma_{i,k} \mp \gamma_L)^2 + \delta_{ik}^2}, \quad (21)$$

где $\delta_{ik} = \frac{\Gamma_{ik}}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} (\gamma_i + \gamma_k + \gamma_e)$, f_{ik} — сила осциллятора, Γ_{ik} — общая постоянная затухания.

Для нормального эффекта Зеемана [10]

$$\nu_L = \frac{eH}{4\pi mc^2}$$

и для аномального

$$\nu_L = (m'g_i - m''g_k) \frac{e}{4\pi mc^2}, \quad (22)$$

где $m' = m'' + \Delta m$, $\Delta m = \pm 1, 0$,

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}, \quad (23)$$

s, l, j — соответственно спиновый, орбитальный и полный моменты количества движения. Правило отбора для продольного эффекта:

$$\Delta m = \pm 1.$$

Вынужденные переходы (фотовозбуждение) типа $m + 1 \rightarrow m$ дадут линию, смещенную в сторону меньших частот с правокруговой поляризацией. Переходы типа $m \rightarrow m + 1$ дадут смещение на такую же величину в сторону больших частот с левокруговой поляризацией, т. е. обратное тому, что имеет место при излучении.

Таким образом, в продольном обратном эффекте Зеемана линия в спектре поглощения расщепляется на две линии, а поглощаемая волна разлагается на две волны с противоположной круговой поляризацией, соответствующие двум коэффициентам поглощения, отличающимся только смещением максимума поглощения на $\pm \nu_L$.

Известно, что если резонансная лампа излучения помещена в поле H' , направление которого совпадает с направлением излучения, а абсорбционный сосуд помещен в равное, но противоположно направленное магнитное поле H

$$H' = -H,$$

то атомы абсорбционного сосуда будут прозрачны к падающему излучению [12]. При изменении направления H на обратное появятся сильные линии поглощения, поляризованные по кругу в противоположных направлениях. Поэтому в случае продольного поля атмосферу звезды можно рассматривать как бы распадающейся на две атмосферы, в оптическом отношении независимые друг от друга и взаимопроницающие.

Это приводит к значительному упрощению решения задач на поглощение, так как мы можем представить атмосферу состоящей из двух родов «атомов» и двух полей излучения, физически независимых друг от друга. Одни «атомы» имеют коэффициент поглощения s_1 и находятся в поле излучения с левокруговой поляризацией, другие имеют коэффициент s_2 и находятся в поле излучения с правокруговой поляризацией.

В случае поперечного обратного эффекта Зеемана

$$\left. \begin{aligned} n_1^2 &= \varepsilon_e - \frac{\varepsilon_e'^2}{\varepsilon_e}; & D_{\parallel} &= 0; \\ n_2^2 &= \varepsilon_0; & D_{\perp} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

имеем линейно поляризованное двойное лучепреломление. Найдем коэффициент поглощения для несмещенного линейно поляризованного компонента ($D_{\perp} = 0$).

Как видно из (3) и (6),

$$n_2^2 = n_0^2 = \varepsilon_0 = 1 + 4\pi\mathfrak{N}\alpha_c = 1 + \frac{e^2}{m} \frac{4\pi\mathfrak{N}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (25)$$

Из (25), аналогично предыдущему, можно получить показатель поглощения для несмещенного компонента:

$$\kappa_0 = \frac{\frac{1}{2} \pi \mathfrak{N} \frac{e^2}{m \omega_0} \gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}, \quad (26)$$

и соответствующий ему коэффициент поглощения на один атом:

$$s_0 = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{\delta_{ik} f_{ik}}{(\nu - \nu_{ik})^2 + \delta_{ik}^2}. \quad (27)$$

До сих пор наша задача состояла в том, чтобы привести в определенную систему различные элементы теории магнитооптического эффекта и обратного эффекта Зеемана, чтобы иметь возможность наиболее просто получить коэффициент поглощения и поляризацию поглощаемого излучения при любой ориентации магнитного поля относительно наблюдателя.

§ 3. Коэффициент поглощения

Вначале определим выражение для коэффициента поглощения при произвольном угле между направлением магнитного поля и вектором волновой нормали s — угле γ (см. фиг. 1, стр. 138). Из предыдущего известно, что

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\varepsilon_e (2 - \sin^2 \gamma)}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} \right) + \frac{\sin^2 \gamma}{\varepsilon_0} \right] \pm \sqrt{\frac{1}{4} \sin^4 \gamma \left(\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right)^2 + \frac{\varepsilon'^2 \cos^2 \gamma}{(\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2)^2}}. \quad (13)$$

Подставим в (13) компоненты тензора диэлектрической постоянной, выраженные через комплексные показатели преломления продольного эффекта Зеемана n_1 и n_2 и поперечного эффекта $-n_0$, для несмещенного π -компонента [см. (15) и (24)].

$$n_1^2 = \varepsilon_e - \varepsilon'; \quad n_2^2 = \varepsilon_e + \varepsilon'; \quad n_0^2 = \varepsilon_0.$$

Тогда отдельные члены правой части (13) можно представить следующим образом:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\varepsilon_e - \varepsilon'} + \frac{1}{\varepsilon_e + \varepsilon'} \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} \right]; \quad (28)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_0} = \frac{1}{n_0^2}; \quad (29)$$

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\varepsilon_e - \varepsilon'} - \frac{1}{\varepsilon_e + \varepsilon'} \right] = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]. \quad (30')$$

Так как $n = n'(1 - ix)$, то избавившись от мнимости в знаменателе в выражениях (28), (29), (30) и принимая во внимание, что

$$n'_1 \sim n'_2 \sim n'_0 \cong 1 \text{ и } x_1, x_2, x_0 \ll 1 \quad (30'')$$

(в условиях солнечной атмосферы $x_1, x_2, x_0 < 10^{-5}$), можно получить:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} = a_0 + ib_0; \quad (31)$$

$$a_0 = 1 - \frac{1}{2}(x_1^2 + x_2^2); \quad (32)$$

$$b_0 = x_1 + x_2; \quad (33)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_0} = a_1 + ib_1; \quad (34)$$

$$a_1 = 1 - x_0^2; \quad (35)$$

$$b_1 = 2x_0; \quad (36)$$

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0^2 - \varepsilon'^2} = \frac{1}{2}(c_0 - id_0); \quad (37)$$

$$c_0 = x_2^2 - x_1^2; \quad (37')$$

$$d_0 = 2(x_2 - x_1); \quad (37'')$$

$$\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0^2 - \varepsilon'^2}\right)^2 = -(a_2 + ib_2); \quad (38)$$

$$a_2 = (x_1 - x_2)^2; \quad (38')$$

$$b_2 = x_1^3 + x_2^3 - x_1x_2^2 - x_1^2x_2; \quad (38'')$$

$$\left(\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right) = \frac{1}{2}(c_1 + id_1); \quad (39)$$

$$c_1 = 2x_0^2 - x_1^2 - x_2^2; \quad (39')$$

$$d_1 = -2(2x_0 - x_1 - x_2); \quad (39'')$$

$$\left(\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right)^2 = -(a_3 + ib_3); \quad (40)$$

$$a_3 = (2x_0 - x_1 - x_2)^2; \quad (41)$$

$$b_3 = 4x_0^3 + x_1^3 + x_2^3 - 2x_0(x_1^2 + x_2^2) - 2x_0^2(x_1 + x_2) + x_1x_2^2 + x_1^2x_2. \quad (42)$$

Квадратный корень в правой части уравнения (13) преобразуем по формуле Муавра:

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{1}{4} \sin^4 \gamma \left(\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right)^2 + \frac{\varepsilon'^2 \cos^2 \gamma}{(\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2)^2}} = i(u + iv)^{1/2} = \\ & = i \{ r [\cos(\alpha + 2\pi k) + i \sin(\alpha + 2\pi k)] \}^{1/2} = \\ & = ir^{1/2} \left[\cos \frac{\alpha + 2\pi k}{2} + i \sin \frac{\alpha + 2\pi k}{2} \right], \end{aligned} \quad (43)$$

где

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{1}{4} a_3 \sin^4 \gamma + a_2 \cos^2 \gamma = r \cos (\alpha + 2\pi k); \\ v &= \frac{1}{4} b_3 \sin^4 \gamma + b_2 \cos^2 \gamma = r \sin (\alpha + 2\pi k). \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Оценим величину модуля подкоренного выражения:

$$r^2 = \left(\frac{1}{4} a_3 \sin^4 \gamma + a_2 \cos^2 \gamma \right)^2 + \left(\frac{1}{4} b_3 \sin^4 \gamma + b_2 \cos^2 \gamma \right)^2. \quad (45)$$

Из (38'), (38''), (41) и (42) следует, что

$$\begin{aligned} a_3 \text{ и } a_2 &\text{— второго порядка малости;} \\ b_3 \text{ и } b_2 &\text{— третьего порядка малости,} \end{aligned}$$

т. е.

$$a_3 \text{ и } a_2 \gg b_3 \text{ и } b_2. \quad (46)$$

Поэтому с достаточной степенью точности

$$r \approx \frac{1}{4} a_3 \sin^4 \gamma + a_2 \cos^2 \gamma. \quad (47)$$

Из (44) оценим величину $\frac{\alpha + 2\pi k}{2}$:

$$\cos (\alpha + 2\pi k) = \frac{u}{r} \approx \frac{\frac{1}{4} a_3 \sin^4 \gamma + a_2 \cos^2 \gamma}{r} \approx 1$$

на основании неравенств (46). Следовательно,

$$\alpha \approx 0 \text{ и } \frac{\alpha + 2\pi k}{2} \approx \pi k, \quad (48)$$

поэтому квадратный корень, входящий в уравнение (13), может быть записан окончательно в виде

$$\sqrt{A} = i \sqrt{\frac{1}{4} (2x_0 - x_1 - x_2)^2 \sin^4 \gamma + (x_1 - x_2)^2 \cos^2 \gamma} + R_1, \quad (49)$$

где R_1 — действительное число.

Для того чтобы определить показатель поглощения, необходимо произвести элементарные преобразования и выделить из левых и правых частей (13) мнимую часть. Используя (30') и (30''), (31), (32), (34), (35), (36), (49) и (18), получим окончательное выражение для показателя поглощения при произвольной ориентации магнитного поля. При этом эффективный показатель поглощения выражается через показатели поглощения крайних компонентов расщепления: σ_1 и σ_2 при продольном эффекте и показатель поглощения несмещенного π -компонента в поперечном эффекте Зеемана:

$$\begin{aligned} x_{\pm} &= \frac{1}{2} (x_1 + x_2) + \frac{1}{4} (2x_0 - x_1 - x_2) \sin^2 \gamma \pm \\ &\pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{4} (2x_0 - x_1 - x_2)^2 \sin^4 \gamma + (x_1 - x_2)^2 \cos^2 \gamma}. \end{aligned} \quad (50)$$

Соответственно коэффициент поглощения на один атом будет иметь вид

$$s_{\pm} = \frac{1}{2}(s_1 + s_2) + \frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)\sin^2 \gamma \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}, \quad (50')$$

где

$$s_1 = \frac{e^2}{mc} \frac{\partial_{ik} f_{ik}}{(\nu - \nu_{ik} - \nu_L)^2 + \delta_{ik}^2}; \quad (50'')$$

$$s_2 = \frac{e^2}{mc} \frac{\partial_{ik} f_{ik}}{(\nu - \nu_{ik} + \nu_L)^2 + \delta_{ik}^2}; \quad (50''')$$

$$s_0 = \frac{e^2}{mc} \frac{\partial_{ik} f_{ik}}{(\nu - \nu_{ik})^2 + \delta_{ik}^2}. \quad (50''')$$

Таким образом, мы получили два коэффициента поглощения: s_+ и s_- , соответствующие двум решениям (13) квадратного уравнения (12). Оба коэффициента поглощения имеют физический смысл, который нам станет ясен после определения поляризации падающего и поглощаемого излучения.

§ 4. Поляризация поглощаемого излучения

Для определения поляризации мы воспользуемся связью компонентов тензора диэлектрической постоянной с показателями поглощения. Отношение амплитуд колебания вектора электрической индукции, как мы видели, равно

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{\pm} = -i \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \sin^2 \gamma \mp \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)^2 \sin^4 \gamma + \frac{\epsilon'^2 \cos^2 \gamma}{(\epsilon_e^2 - \epsilon'^2)^2}}}{\frac{\epsilon'}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} \cos \gamma}. \quad (14)$$

Воспользовавшись (40), (37), (49) и освобождаясь от мнимости в знаменателе правой части (14), получим:

$$\begin{aligned} \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{\pm} = & - \frac{i [(c_0 c_1 + d_0 d_1) + i (d_1 c_0 - d_0 c_1)]}{2(c_0^2 + d_0^2) \cos \gamma} \mp \\ & \mp \frac{2(c_0 - i d_0) \left[\sqrt{\frac{1}{4} a_3 \sin^4 \gamma + a_2 \cos^2 \gamma + i R_1} \right]}{(c_0^2 + d_0^2) \cos \gamma}. \end{aligned} \quad (14)$$

На основании (39'), (39'') и (49) видно, что

$c_0 c_1$ — четвертого порядка малости;
 d_0^2 и $d_0 d_1$ — второго порядка малости;
 $c_0 \sqrt{-}$ и $d_0 R_1$ — третьего порядка малости;
 $d_0 \sqrt{-}$ — второго порядка малости;

c_0^2 и $c_0 R_1$ — четвертого порядка малости;

$d_1 c_0$ и $d_0 c_1$ — третьего порядка малости.

Ограничиваясь величинами второго порядка малости, после некоторых преобразований получим:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = i \frac{\frac{1}{2} (x_1 + x_2 - 2x_0) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (x_1 + x_2 - 2x_0)^2 \sin^4 \gamma + (x_1 - x_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(x_1 - x_2) \cos \gamma} \quad (51)$$

или

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = i \frac{\frac{1}{2} (s_1 + s_2 - 2s_0) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (s_1 + s_2 - 2s_0)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma} \quad (51')$$

По определению $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ являются составляющими комплексной амплитуды

$$D_{\parallel} = a_{\parallel} e^{i\delta_{\parallel}}, \\ D_{\perp} = a_{\perp} e^{i\delta_{\perp}},$$

где $a_{\parallel}$ и $a_{\perp}$ — составляющие действительной амплитуды. Поэтому

$$\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} = \frac{a_{\parallel}}{a_{\perp}} e^{i(\delta_{\parallel} - \delta_{\perp})}. \quad (52)$$

Из (51') и (52) видно, что

$$\delta_{\parallel} - \delta_{\perp} \approx \frac{\pi}{2}$$

и свет, в общем случае, в силу неравенства амплитуд эллиптически поляризован.

§ 5. Некоторые частные случаи

Нетрудно убедиться в том, что в точке, где $2s_0 - s_1 - s_2 = 0$,

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = \pm i, \quad (53)$$

т. е. имеет место круговая поляризация. Так как коэффициенты поглощения σ_1 - и σ_2 -компонентов в триплетном расщеплении симметричны относительно центра несмещенного π -компонента, то по обе стороны от него на равном расстоянии существуют длины волн, в которых поглощаемая радиация будет иметь как правокруговую, так и левокруговую поляризацию (исключение представляет случай $\gamma = 90^\circ$).

Коэффициенты поглощения в этих точках равны:

$$s_+ = \frac{1}{2} s_1 (1 + \cos \gamma) + \frac{1}{2} s_2 (1 - \cos \gamma); \\ s_- = \frac{1}{2} s_1 (1 - \cos \gamma) + \frac{1}{2} s_2 (1 + \cos \gamma). \quad (54)$$

При $s_1 = s_2$ или в центре триплетного расщепления, как не трудно убедиться из (51) и (50'),

$$\left. \begin{aligned} s_+ &= \frac{1}{2} (s_1 + s_2) \cos^2 \gamma + s_0 \sin^2 \gamma; \quad D_{\perp} = 0; \\ s_- &= \frac{1}{2} (s_1 + s_2); \quad D_{\parallel} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (55)$$

Это означает, что в центре линии поглощаемая радиация взаимно ортогональна и линейно поляризована.

Как видим, характер поляризации меняется не только от изменения γ , но и при данном γ изменяется внутри линии поглощения в зависимости от степени наложения σ_1 -, σ_2 - и π -компонентов расщепления. При продольном эффекте $\gamma = 0$. Из (50') и (51'), полагая $\gamma = 0$, получим

$$\begin{aligned} s_+ &= s_1, \quad \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_+ = +i; \text{ левокруговое вращение;} \\ s_- &= s_2, \quad \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_- = -i; \text{ правокруговое вращение.} \end{aligned}$$

Как видно из (19), максимум поглощения для левокруговой поляризации смещен в сторону больших частот; для правокруговой поляризации — в сторону меньших частот.

Из тех же формул (50') и (51') следует, что при поперечном эффекте $\gamma = 90^\circ$

$$\begin{aligned} s_+ &= s_0; \quad D_{\perp} = 0; \\ s_- &= \frac{1}{2} (s_1 + s_2); \quad D_{\parallel} = 0. \end{aligned}$$

Коэффициент поглощения распадается на два коэффициента, которым соответствует линейно поляризованное поглощенное излучение. Несмещенный π -компонент соответствует колебаниям вдоль магнитного поля. Другой коэффициент поглощения имеет два максимума поглощения, соответствующие σ_1 - и σ_2 -компонентам расщепления.

Рассмотрим случай полного разделения компонентов. В этом случае при $s_1 \neq 0$, $s_2 = s_0 = 0$

$$\begin{aligned} s_+ &= \frac{1}{2} s_1 (1 + \cos^2 \gamma); \quad \frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} = \frac{i}{\cos \gamma}; \\ &\text{при } s_2 \neq 0, \quad s_1 = s_0 = 0 \\ s_+ &= \frac{1}{2} s_2 (1 + \cos^2 \gamma); \quad \frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} = \frac{-i}{\cos \gamma}; \end{aligned}$$

при $s_0 \neq 0$, $s_1 = s_2 = 0$

$$s_+ = s_0 \sin^2 \gamma; \quad D_{\perp} = 0.$$

В первом и втором случае имеет место эллиптическая поляризация, в последнем — линейная. Как мы видим, в этом частном случае, когда отсутствует блендирование компонентов, для коэффициента поглощения справедливы обычные формулы распределения интенсивности между компонентами эффекта Зеемана в излучении. Таким образом, только при полном расщеплении мы можем пользоваться обычной теорией эффекта Зеемана при вычислении контуров линий поглощения.

§ 5. Взаимно ортогональная поляризация поглощаемого излучения

Вследствие эффектов Доплера, давления, естественного расширения и пр. уровни в атоме могут быть настолько расширены, что даже при сильных магнитных полях, встречающихся на Солнце и звездах, не наступит полного расщепления и уровни, соответствующие различным магнитным числам, будут энергетически перекрываться. Однако вероятность возбуждения атомов, обладающих перекрывающимися энергетическими уровнями с различными магнитными числами, будет различна. Она зависит от поляризации возбуждающего излучения. Из квантовой механики известно [9], что если атомы при переходах из состояния «а» в состояние «в» излучают в каком-либо направлении волну, поляризация которой определяется вектором

$$\mathbf{l} = \theta_0 \cos \beta + i\varphi_0 \sin \beta, \quad (56)$$

то они совершенно прозрачны для излучения, вектор поляризации которого в комплексной области взаимно ортогонален вектору $\mathbf{l}$. А именно, для света, поляризация которого определяется вектором

$$\mathbf{m} = \theta_0 \sin \beta - i\varphi_0 \cos \beta. \quad (57)$$

Здесь θ_0 и φ_0 — единичные векторы главных осей эллипса поляризации.

Возьмем одно из наших решений (51'), и пусть вектор электрической индукции

$$\mathbf{D}_+ = \mathbf{D}_{\parallel} + \mathbf{D}_{\perp} = \alpha(\theta_0 \cos \beta + i\varphi_0 \sin \beta). \quad (58)$$

(Единичные векторы θ_0 и φ_0 совпадают с направлением $\mathbf{D}_{\parallel}$ и $\mathbf{D}_{\perp}$). Тогда вектор, ортогональный в комплексной области вектору $\mathbf{D}_+$, будет

$$(\mathbf{D}_+)_{\text{орт}} = \alpha(\theta_0 \sin \beta - i\varphi_0 \cos \beta) = \bar{D}_{\parallel \text{орт}} + \bar{D}_{\perp \text{орт}},$$

и, следовательно,

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_+ = \left(\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}\right)_{+\text{орт}} = \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{+\text{орт}}^{-1}. \quad (59)$$

Определим величину $\left(\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}\right)_-$ из уравнения (51'):

$$\left(\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}\right)_- = \frac{(s_1 - s_2) \cos \gamma}{i \left[\frac{1}{2}(s_1 + s_2 - 2s_0) \sin^2 \gamma - \sqrt{\frac{1}{4}(s_1 + s_2 - 2s_0)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} \right]}.$$

Избавившись от мнимости и иррациональности в знаменателе, получим:

$$\left(\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}\right)_- = i \frac{\frac{1}{2}(s_1 + s_2 - 2s_0) \sin^2 \gamma + \sqrt{\frac{1}{4}(s_1 + s_2 - 2s_0)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma},$$

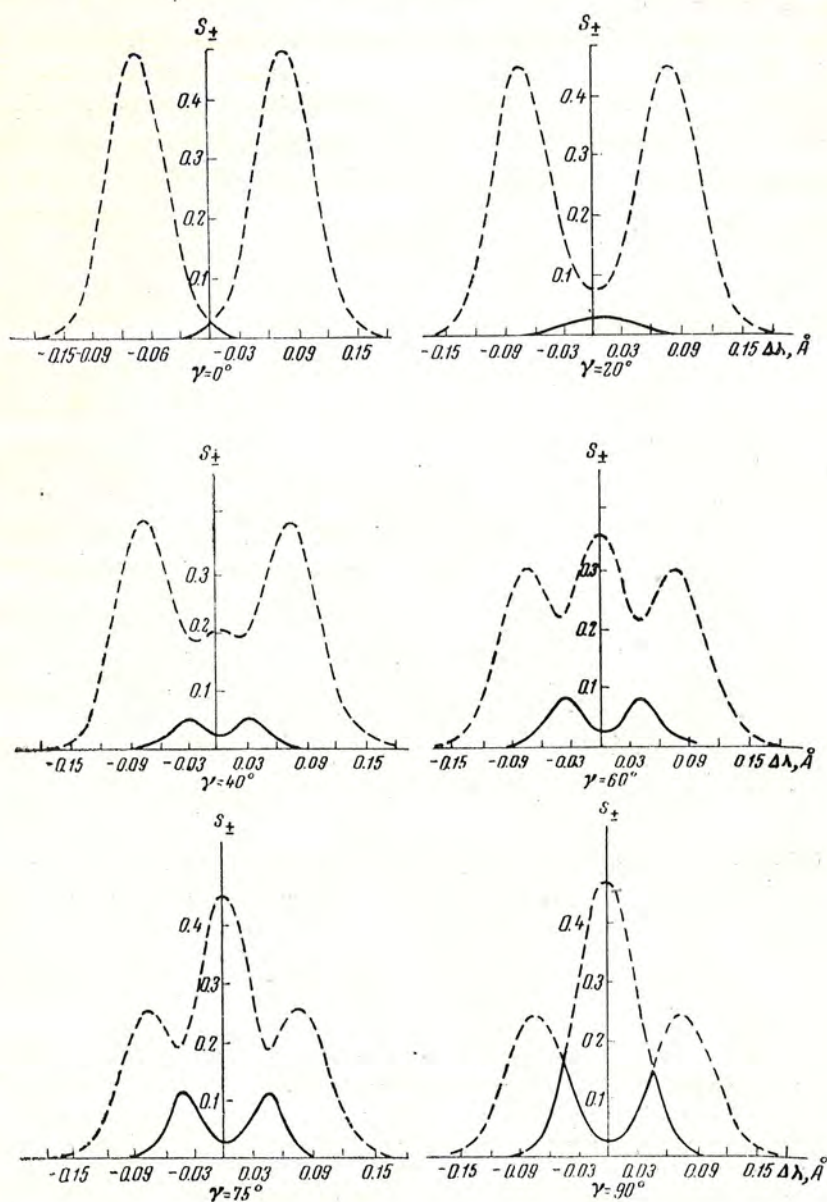
т. е.

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_+ = \left(\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}\right)_-. \quad (60)$$

И, следовательно,

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_- = \left(\frac{D_{\perp}}{D_{\parallel}}\right)_{+\text{орт}}. \quad (61)$$

Таким образом, векторы D_+ и D_- являются взаимно ортогональными в комплексной области. Это означает, что оба коэффициента поглощения (50°) s_+ и s_- соответствуют двум ортогональным состояниям поля-

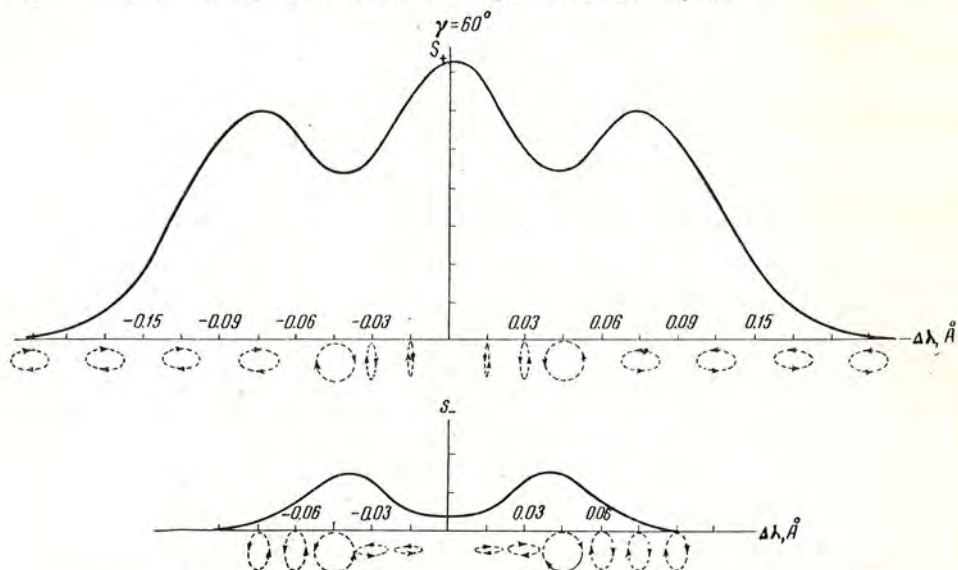


Фиг. 2. Коэффициент поглощения для $\gamma=0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ и 90° :
пунктирная линия — s_+ ; сплошная линия — s_- .

ризации света. Это очень важное свойство, облегчающее дальнейшее применение к физике Солнца и звезд формул для коэффициентов поглощения в обратном эффекте Зеемана. На фиг. 2 представлены относительные величины коэффициентов поглощения s_+ и s_- для $\lambda 6173$ Fe

для различных γ при одном и том же расщеплении, соответствующем магнитному полю в 1500 гаусс. На фиг. 3 схематично показано изменение поляризации поглощенной радиации в зависимости от длины волны при $\gamma = 60^\circ$.

Для определения контура линии поглощения, образующейся в атмосфере Солнца или звезды, мы должны составить и решать два независимых друг от друга уравнения переноса энергии излучения. Наблюдаемая линия поглощения будет состоять из двух налагающихся линий, образованных в ортогонально поляризованных лучах.



Фиг. 3. Схема поляризации поглощаемого излучения при $\gamma = 60^\circ$

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность А. Б. Северному за внимательное обсуждение основных вопросов и Г. С. Иванову-Холодному за полезные критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Макс Борн. Оптика, ОНТИ, 1937, стр. 679.
2. Н. W. Babcock. Ap. J., 105, 105, 1947.
3. Н. Hubenet. Zs. f. Ap., 34, 2, 110, 1954.
4. J. W. Warwick. Zs. f. Ap., 35, 4, 245, 1955.
5. P. Zeeman, B. Winawer. Ap. J., 32, 329, 1910.
6. P. Zeeman. Researches in Magneto-optics, Leipzig, 1914.
7. H. A. Lorentz. Proc. R. Acad. Sci. Amsterdam, 12, 321, 1909.
8. W. Voigt. Magneto u. Elektrooptik, Leipzig, 1908.
9. Б. Кондон и Г. Шортли. Теория атомных спектров. ИЛ, 1949.
10. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соколов. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
11. Э. В. Шпольский. Атомная физика, т. II, Гостехиздат, 1950.
12. П. Принсгейм. Флуоресценция и фосфоресценция. ИЛ, 1951.

ВОЛОКНА, НЕПОСРЕДСТВЕННО СВЯЗАННЫЕ С СОЛНЕЧНЫМИ
ПЯТНАМИ*Е. Ф. Шапошникова*

Проведено исследование движений и интенсивностей эруптивных волокон. Рассматриваемые в работе волокна выбрасываются из области, непосредственно примыкающей к пятну, и являются весьма кратковременными образованиями. Описан типичный процесс развития таких волокон. Приводятся также значения скоростей и ускорений волокон.

FILAMENTS DIRECTLY CONNECTED WITH SUNSPOTS, by *E. F. Shaposhnikova*. — The motions and intensities of eruptive filaments have been investigated. These filaments are erupted from regions in the immediate neighbourhood of the sunspot and are very short-living formations. A typical process of development of such filaments is described and their velocities and accelerations are given.

Изучение волокон проведено по кинофильмам, полученным автором на внезатменном коронографе в линии H_{α} (описание метода см. в [1]). В большинстве случаев снимки солнечной поверхности производились со скоростью 4 кадра в минуту, значительно реже со скоростью 8 или 2 кадра в минуту. Фильмы обрабатывались на специальном кинопроекторе. Определение интенсивности волокон было сделано при помощи микрофотометра МФ-2.

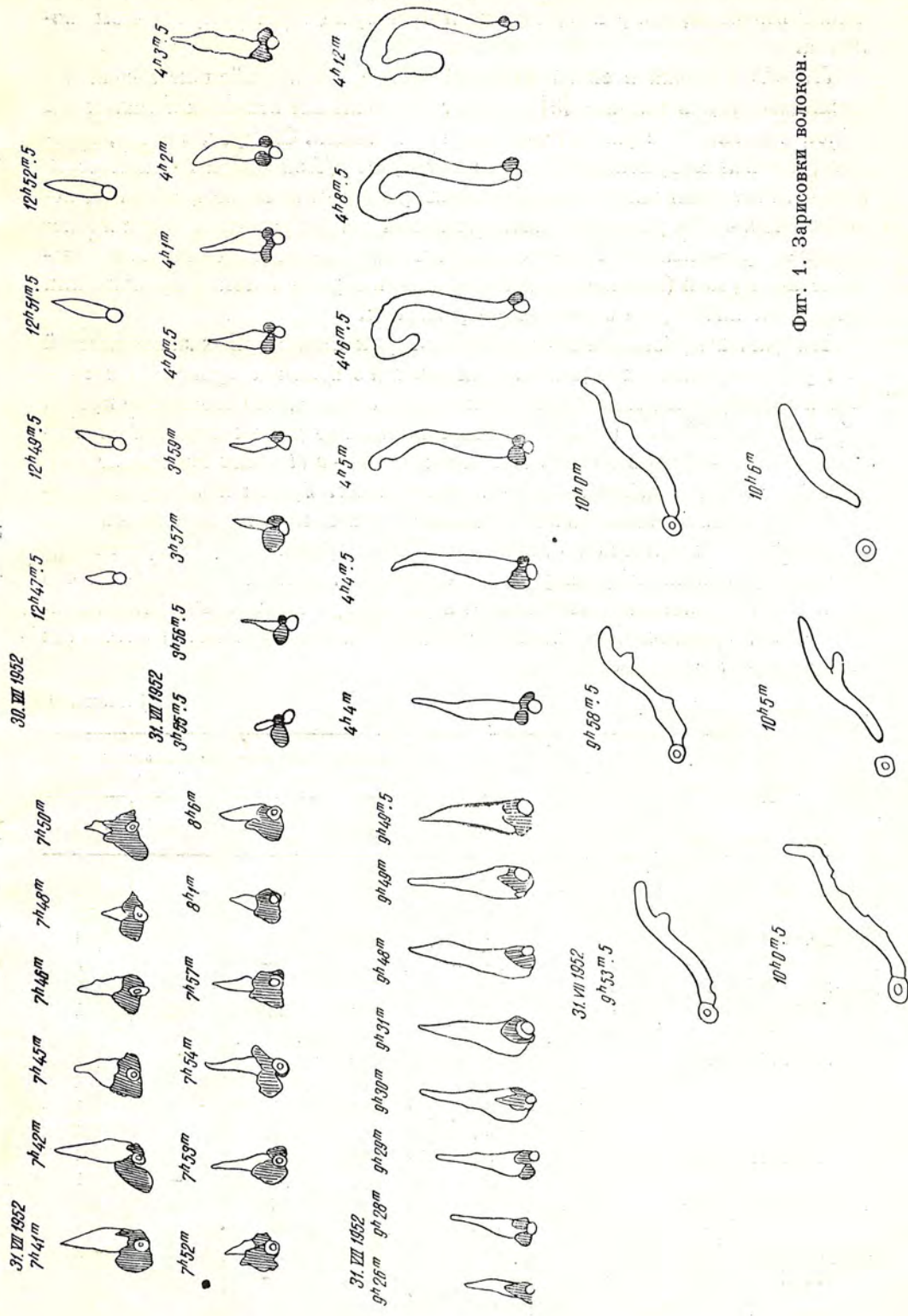
Среди волокон, наблюдающихся на Солнце, особый интерес вызывают волокна, образующиеся в непосредственной близости пятен. На некоторых фильмах, полученных при хороших изображениях, удалось достоверно отметить, что такие волокна выбрасываются (как бы извергаются) из областей, пограничных с периферией полутени пятна и невозмущенной солнечной поверхностью. Эти изверженные волокна — кратковременные явления. Обычная продолжительность их жизни — от немногих минут до нескольких часов. Класс этих изверженных волокон следует разбить на две группы. К первой группе относятся малые, очень кратковременные волокна, имеющие тенденцию обратного втекания в пятно. Такие маленькие возвратные выбросы («surges») в настоящей работе совсем не рассматривались. Ко второй группе следует отнести изверженные волокна, выброшенные с большой скоростью на расстояния многих тысяч километров. По своей структуре такие волокна имеют сходство с эруптивными проту-

беранцами. М. Вальдмайер в своей работе [2] называет их также эруптивными протуберанцами.

Изверженное волокно имеет движение (в проекции на картинную плоскость), радиально направленное от пятна вблизи места выброса; на некотором же расстоянии от пятна путь волокна искривляется, а само волокно начинает дробиться на отдельные сгустки. На фиг. 1 приведены для разных дней зарисовки волокон, сделанные при помощи кинопроектора. Области без штриховки — области волокон, области со штриховкой — области, занятые вспышкой. Внизу находится пятно. Часто, продвигаясь в сторону от пятна, волокно совершенно отрывается от него. Через некоторые интервалы времени из той же возмущенной области вырываются новые волокна и следуют по той же траектории, что и ранее выброшенное волокно.

В случае отрыва от пятна первоначального волокна, повторные волокна образуют совершенно самостоятельные волокна, движущиеся в том же направлении. В случае волокон, связанных с пятном, такие повторные выбросы дают на фоне первоначального волокна ряд сгустков, движущихся по той же траектории. По мере продвижения, на значительном удалении от пятна, волокно (имеется в виду только волокна второй группы) претерпевает некоторые изменения: происходит перераспределение плотности внутри волокна, иногда значительное, обусловленное частичным течением материи обратно к пятну, вследствие чего меняется несколько и форма волокна. Головная же часть волокна слабеет и постепенно рассасывается. После нескольких последовательных выбросов волокон область выброса обычно несколько расширяется и начинается истечение материи в направлениях, несколько наклоненных по отношению к траектории первоначального волокна. Часто наблюдаются выбросы волокон из двух диаметрально противоположных областей. Такие выбросы более устойчивы. Как более редкие случаи, отмечаются выбросы волокон вдоль всей периферии пятна. По-видимому, наиболее вероятно ожидать выбросы волокон из периферийных областей полутени, имеющей неправильную круговую форму, с заплывом в сторону ядра в виде заливов. Как правило, волокна, выброшенные с большей скоростью, дольше сохраняют свое радиально направленное от пятна движение и свою монолитную структуру, не раздробляясь на отдельные сгустки.

Выбросы волокон почти всегда сопровождаются появлением малых вспышек. В случае большого волокна 12 ноября 1955 г., имевшего максимальную длину $\sim 221 \cdot 10^3$ км и максимальную площадь свыше 5000 миллионных долей солнечного диска, вспышка была также большая, оцененная баллом 2. Из-за разрывов в наблюдениях вследствие облачной погоды или ночного перерыва трудно сказать, какие события предшествуют друг другу: выброс волокна или появление вспышки. Согласно нашим наблюдениям, иногда вспышка предшествует выбросу волокна, иногда следует за ним, иногда же при имеющемся волокне и маленькой вспышке появляется другая с противоположной стороны основания волокна в районе полутени. Появляются также вспышки в той же области, где выбра-



Фиг. 1. Зарисовки волокон.

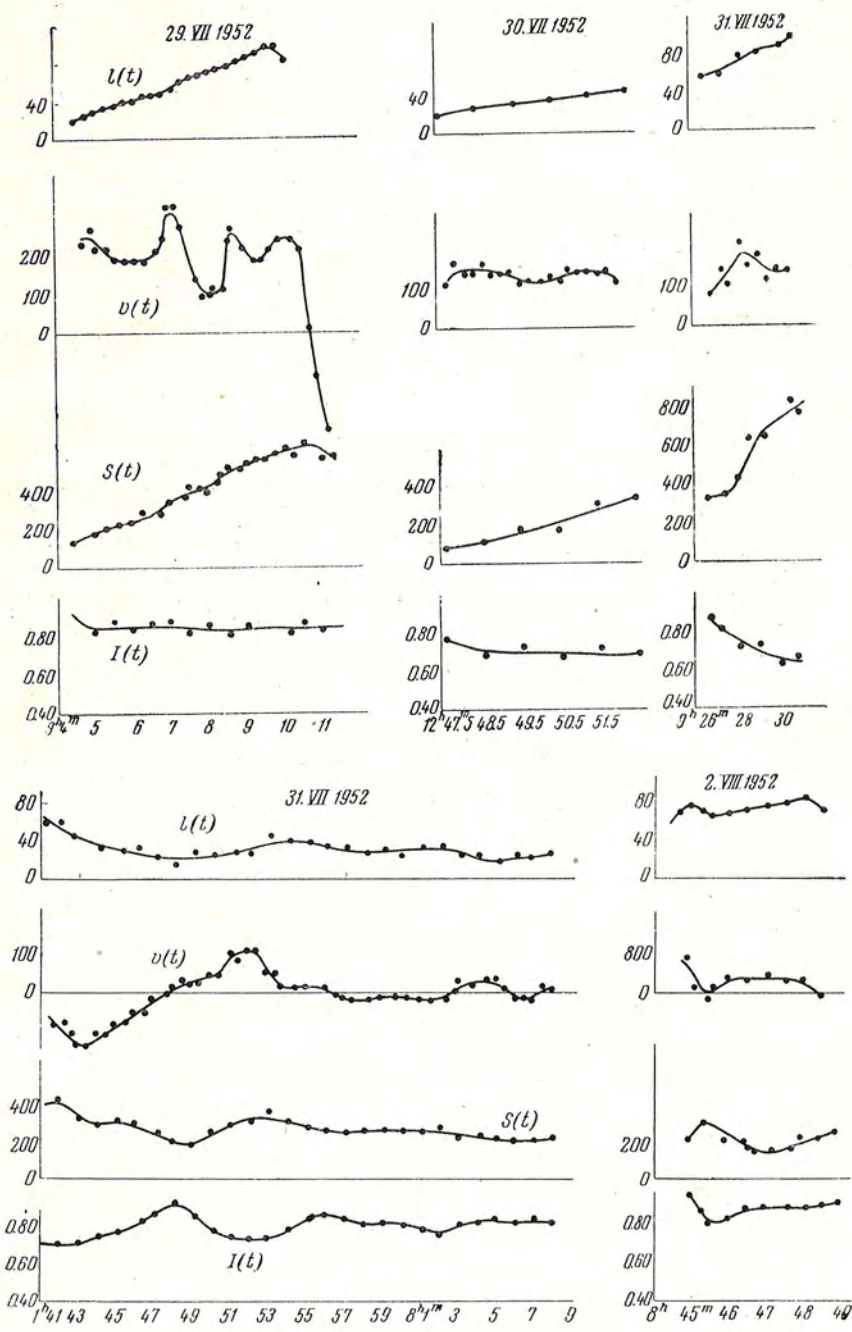
сывается волокно; часто отмечаются случаи распространения области свечения вспышки, сопровождающегося одновременным сокращением волокна.

Л. Д'Азамбюжа в своей большой работе, касающейся исследования различных типов волокон [3], считает, что явления вспышек и малых волокон происходят в раннем возрасте групп пятен. Следует, однако, отметить, что волокна, изверженные из пятен, Л. Д'Азамбюжа не рассматривались. Материал данной статьи по изверженным волокнам, конечно, недостаточен, чтобы уверенно сказать, в какой стадии развития пятна происходят выбросы волокон. Необходимы дальнейшие наблюдения, но в большинстве случаев (по нашим наблюдениям) выбросы волокон происходили в группах пятен уже значительно развитых.

На фиг. 2 приведены примеры некоторых характерных зависимостей для рассматриваемых волокон. Для каждого волокна приведено четыре таких зависимости. На всех кривых по оси абсцисс дано всемирное время. Верхняя кривая — $l(t)$ представляет изменение длины волокна со временем, выраженное в 10^3 км. Вторая кривая — $v(t)$ дает изменение скоростей для волокна, выраженное в километрах. Третья и четвертая кривые дают соответственно изменение площади волокна, выраженное в миллионных долях солнечного диска $S(t)$, и изменение интенсивности $I(t)$ волокна (в единицах фона рядом с волокном). Интересно отметить, что последняя кривая находится как бы в противофазе с первой и третьей кривыми, т. е. с увеличением длины и площади волокно становится темнее (по отношению к соседнему фону).

Таблица 1

Дата	Время наблюдения		Максимальные скорости, км/сек		Максимальные ускорения, км/сек ²	
	от	до	положит.	отрицат.	положит.	отрицат.
13 VII 1952	4 ^h 06 ^m	4 ^h 13 ^m	530	300	3	8
	4 06	4 13	650	70	1	11
29. VII 195	9 04	9 12	270	270	5	13
	13 43	13 50	100	—	2	1
30. VII 1952	12 47	12 53	120	—	3	1
	13 04	13 14	90	100	2	1
	13 54	14 06	50	50	2	1
31. VII 1952	4 55	5 00	100	50	—	1
	7 41	8 00	90	160	1	2
	9 26	9 32	200	—	1	1
	9 21	9 29	100	320	1	4
2. VIII 1952	8 45	8 49	500	330	10	24
	9 04	9 07	270	—	—	1
5. I 1955	9 35	9 59	180	90	3	3
	9 35	10 05	130	100	2	2
12. XI 1955	11 32	12 06	540	330	2	2
5. XI 1956	9 24	9 29	340	—	5	7



Фиг. 2. Характерные зависимости для эруптивных волокон.

В табл. 1 приводятся значения максимальных скоростей и ускорений для различных волокон рассматриваемого класса, выраженные в километрах. В графах скоростей и ускорений первые столбцы дают положительные значения, вторые — отрицательные. Так же, как и в случае эруптивных протуберанцев, наблюдаемых над краем, скорости движений рассматриваемых волокон достигают сотен километров в секунду. Измеренные нами ускорения в ряде случаев заметно превышают гравитационное ускорение для Солнца ($2.74 \cdot 10^4$ см/сек²). Нужно отметить, что ускорения так же, как и в эруптивных протуберанцах, сохраняются чрезвычайно короткое время. По рассмотренным материалам значительные ускорения держатся в среднем не более 15 сек.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность профессору А. Б. Северному за ценные указания и С. И. Абраменко за помощь при обработке.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 8, 1954.
2. М. В а л ь д м а й е р. Результаты и проблемы исследования Солнца, ИЛ, 1950, стр. 196.
3. M. et M^{me} L. D' A z a m b u j a. Ann. de l'obs. de Paris, Meudon, 6, fas. 7, 70, 1948.

ЭРУПТИВНЫЙ ПРОТУБЕРАНЕЦ 24 СЕНТЯБРЯ 1956 года

А. Е. Балковой

Изучение движений эруптивного протуберанца 24 сентября 1956 г. отчетливо показывает возникновение как бы «взрыва» основной, улетающей от Солнца массы протуберанца с последующим движением «фрагментов» — узлов в двух противоположных направлениях. Сразу же после «взрыва» узлы испытывают временные ускорения и возгорания.

Возможно, что движения узлов в двух противоположных направлениях контролируются магнитным полем, которое выносится вместе с протуберанцем.

THE ERUPTIVE PROMINENCE OF SEPTEMBER 24, 1956, by A. E. Balkovoy. — The motion of the eruptive prominence of Sept. 24, 1956 clearly showed the appearance as an «explosion», of the main mass of the prominence, escaping from the Sun. Then followed «fragments» — knots, which moved in two opposite directions. Immediately after the «explosion» the knots were temporarily accelerated and flared-up.

It is possible that the motion of the knots in two opposite directions is controlled by a magnetic field which is carried away together with the prominence.

24 сентября 1956 г. в 16^h54^m по московскому времени на внезатменном коронографе КГ-1 при помощи узкополосного фильтра в линии H_α (ширина полосы пропускания $1.5 \text{ \AA}$) был зарегистрирован на киноплёнку С. И. Гопасюком эруптивный протуберанец, обладавший исключительно быстрым развитием и яркостью свечения.

Все наблюдение заняло 19 мин. К началу наблюдения, т. е. в $16^h54^m30^s$, протуберанец представлял довольно компактный выступ, который к моменту 16^h58^m разделился на две части (фиг. 1, а, б).

Отделившаяся верхняя часть, обозначенная как узел 1 (фиг. 2 и 3), стала быстро подниматься вверх со скоростью 580 км/сек, оставляя за собой некоторое количество относительно небольших сгустков материи (см. фиг. 1, в), которые обозначены как узлы 4, 5, 6а, 6б, 6в, 7а, 7б, 8 на фиг. 2 и 3, двигавшихся в первоначальном направлении (вверх), но несколько отставая от главного узла. Их средняя скорость составляла 250—400 км/сек. Примерно к моменту 17^h02^m от верхней фронтальной части узла 1 стали отделяться узлы 2, 3, 9, 10, 12, 13, 14, 15 (фиг. 2 и 3), уходящие вверх со средней скоростью 700—750 км/сек (фиг. 1, г).

Таким образом по характеру движения все узлы, отделявшиеся от основного узла *1*, можно разделить на две группы: нижние — отстающие и верхние — обгоняющие.

Особенно наглядно это видно при рассмотрении схем траекторий движения узлов. На фиг. 2 изображены траектории движения относительно системы координат, связанной с краем хромосферы и с более или менее устойчивыми образованиями на ней. Здесь мы видим, что все узлы движутся вверх — прочь от Солнца.

На фиг. 3 изображены траектории движения тех же узлов, но относительно системы координат, связанной с центральной частью узла *1*. Бросается в глаза различный характер движения на фиг. 2 и 3: на фиг. 3 группа отстающих узлов движется в обратном направлении, т. е. в направлении хромосферы.

Следовательно, с момента 17^h04^m мы имеем картину, на которой с полной очевидностью представлен выброс материи из главной массы протуберанца в основном в двух противоположных друг другу направлениях — вперед и назад; никакого сколько-нибудь существенного разброса узлов «вправо» и «влево» не замечалось.

По скорости движения, с какой обе группы узлов отходили от узла *1*, термин «отстающие» остается в силе, так как их скорость значительно меньше скорости узлов второй группы, а в ряде случаев она даже равнялась нулю. Правда, такая «остановка» узла может быть фиктивной благодаря изменению направления движения по отношению к лучу зрения. Также, безусловно, играет в этом известную роль и некоторая неточность при измерении траектории движения узла.

На фиг. 4 и 5 изображены графики зависимости от времени площади $S(t)$, интенсивности свечения $I(t)$ и длины дуги траектории $l(t)$ для некоторых характерных узлов обеих групп — отстающих и обгоняющих. В первом случае даны графики для узла *6a*, для отделившегося от него узла *6b*, впоследствии отделившегося узла *6c*. Во втором случае даны графики для некоторых узлов верхней группы — *2*, *3* и *10*.

Для отстающих узлов характерны неравномерность движения и скорости, а также временное увеличение яркости и площади вскоре после отделения от основной массы — узла *1*, сопровождающегося заметным изменением скорости их движения. Вскоре после отделения узла, наряду с увеличением его яркости и расширением, от него отделяется новый узел, который своим поведением как бы повторяет поведение породившего его узла. Эти временные возгорания узлов в эруптивных протуберанцах впервые отмечены в работе А. Б. Северного [1].

Для верхней группы узлов характерна почти равномерная скорость, размеры узлов изменяются в незначительной степени или несколько уменьшаются по мере удаления от Солнца, контуры узлов расплываются. Также замечается резкое понижение интенсивности сразу после отделения от основной массы узла *1*.

Таким образом, процесс, происходящий в удаляющейся от Солнца массе протуберанца, можно представить себе в виде как бы «взрыва»



а 16^h 58^m



б 17^h 00^m



в 17^h 03^m

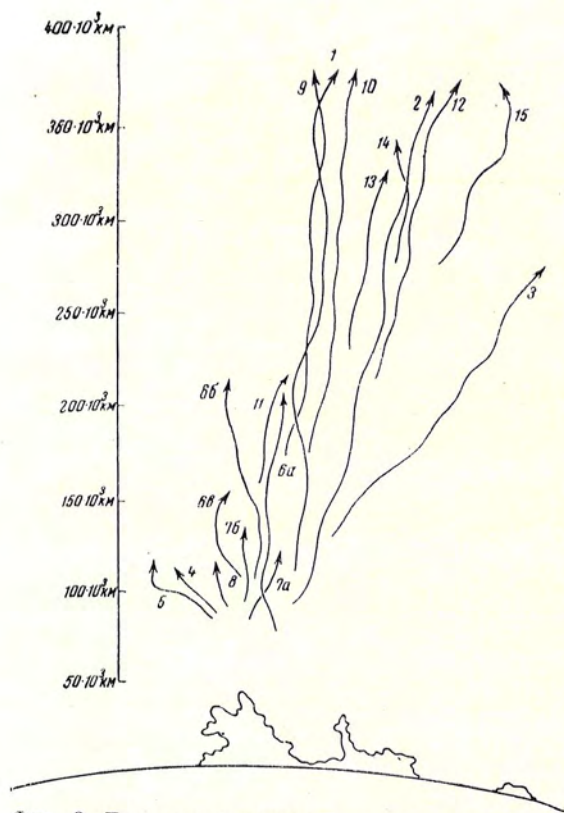


г 17^h 04^m 30^s

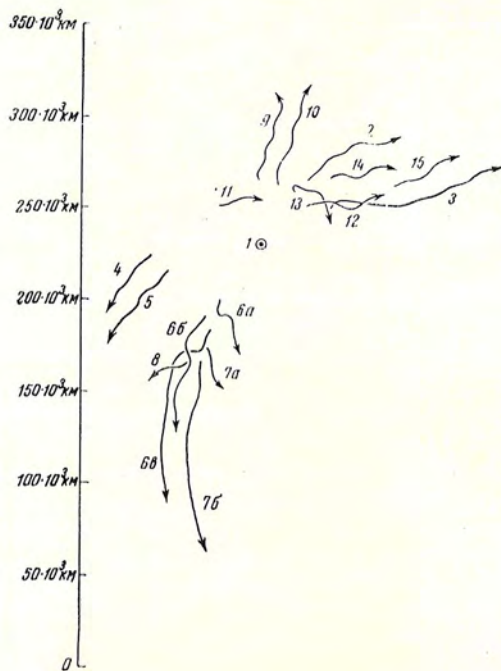


д 17^h 09^m

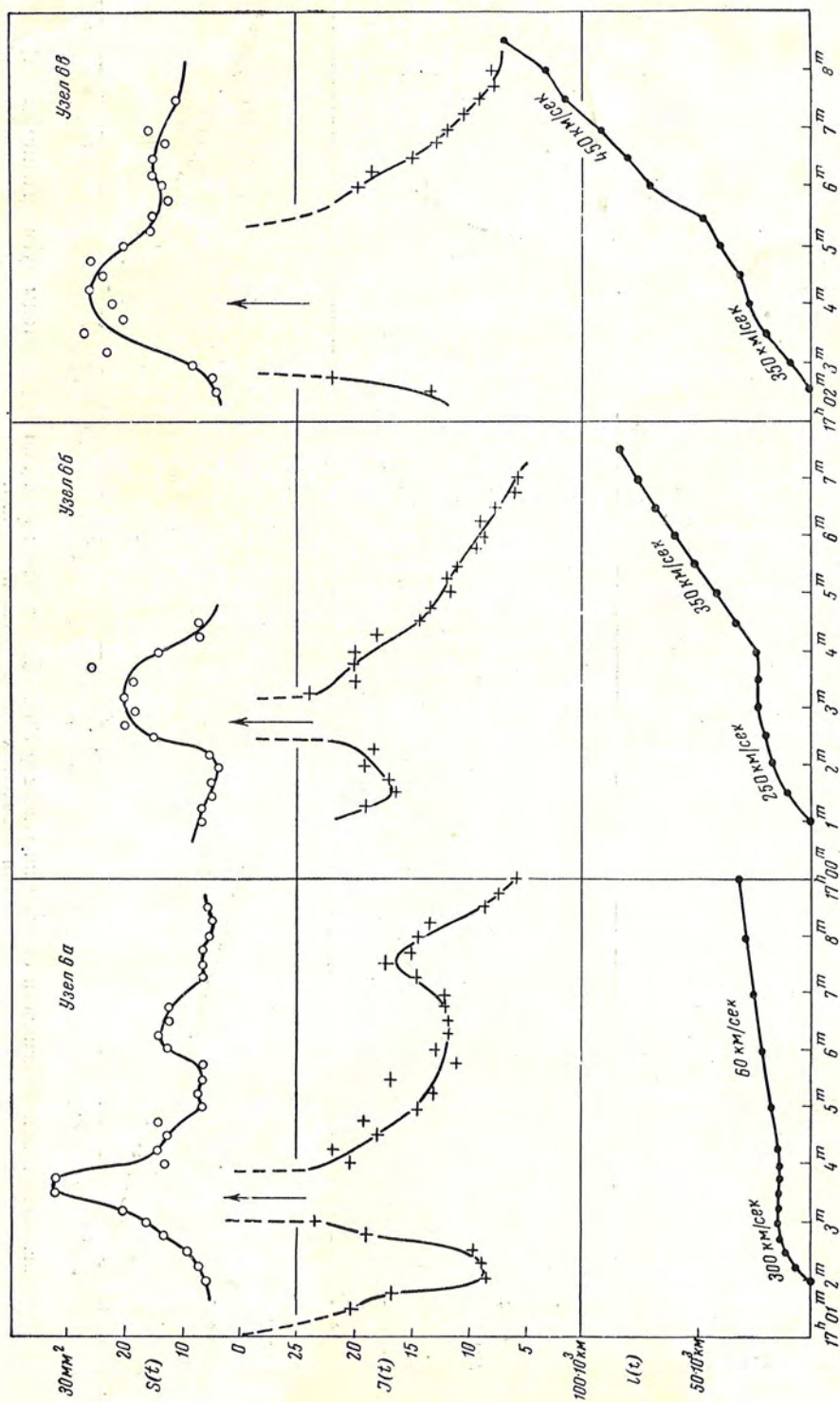
Фиг. 1. Отдельные моменты развития эрутивного протуберанца 24 сентября 1956 г.



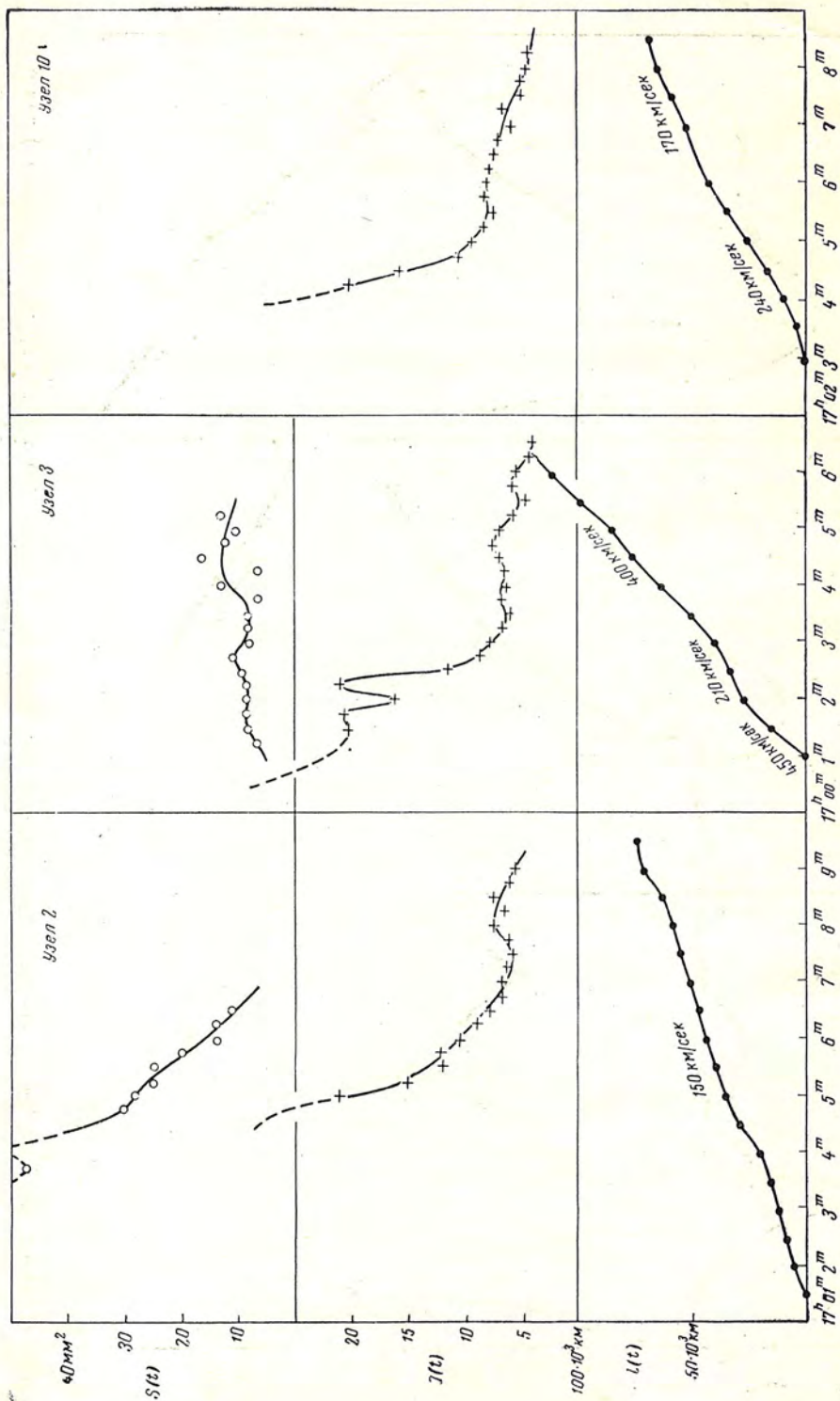
Фиг. 2. Траектории движения узлов протуберанца относительно системы координат, связанной с краем хромосферы.



Фиг. 3. Траектории движения узлов протуберанца относительно системы координат, связанной с центральной частью узла 1.



Фиг. 4. Графики зависимости от времени площади $S(t)$, интенсивности свечения $I(t)$ и длины дуги траектории $l(t)$ для некоторых узлов нижней группы.



Фиг. 5. Графики зависимости от времени площади $S(t)$, интенсивности свечения $I(t)$ и длины дуги траектории $L(t)$ для некоторых узлов верхней группы.

в двух противоположных направлениях. Возможно, что наличие таких двух направлений обусловлено тем, что протуберанец вынес вместе с собой магнитное поле, которое контролировало движение этих узлов в двух противоположных направлениях, — трубки силовых линий магнитного поля, «вмороженного» в массу протуберанца.

Интересно отметить, что аналогичный случай как бы взрыва массы протуберанца, рассмотренный в нашей предыдущей работе (протуберанец типа возвратного выброса 5 августа 1951 г.) [2], не показал столь выраженного разлета узлов в двух противоположных направлениях, хотя и там можно было подметить тенденцию к такого рода движению. Возможно, что это зависит от напряженности магнитного поля, выносимого вместе с протуберанцем, и от мощности того неизвестного нам пока процесса, который вызывает такие «взрывы» в протуберанцах.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Докл. АН СССР, 73, 475, 1950.
2. А. Е. Балковой. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 100, 1956.

СОПОСТАВЛЕНИЕ КАЛЬЦИЕВЫХ ФЛОККУЛОВ
С ГЕОМАГНИТНЫМИ И ИОНОСФЕРНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ*Э. Р. Мустель и О. Н. Митропольская*

Работа содержит обсуждение вопроса о локализации на Солнце источников М-возмущений. В качестве исходных солнечных данных использованы сведения о кальциевых флоккулах за период 1951—1954 гг. по данным Службы Солнца СССР, главным образом по данным Крымской астрофизической обсерватории. В основу проведенных в настоящей работе сопоставлений положен обнаруженный одним из авторов настоящей статьи факт [4], что прохождение каждого факела (или кальциевого флоккула) через видимый центр солнечного диска сопровождается через некоторый промежуток времени Δt геомагнитными и ионосферными возмущениями.

Это соответствие между флоккулами и геомагнитными возмущениями явилось исходным при прогнозировании корпускулярных возмущений в течение указанного периода и в процессе непрерывной проверки прогнозов было полностью подтверждено. Эти прогнозы и связанные с ними сопоставления основывались на синоптических картах Солнца, составлявшихся на каждый день; это значительно повышает однозначность таких сопоставлений.

Настоящая работа является обобщением указанных сопоставлений. За каждый оборот с № 1309 по 1347 были составлены сводные синоптические карты Солнца, и сопоставления были еще раз пересмотрены и уточнены. Результаты такой работы представлены в табл. 1.

В таблице для каждого оборота перечисляются основные геомагнитные возмущения и те флоккулы, с которыми эти возмущения могли быть связаны. Одновременно мы даем часть указанных сводных карт с геомагнитными и ионосферными данными (карты для оборотов № 1318 и 1319 и карты для оборотов с № 1323 по 1341 см. вкладку в конце книги). Флоккулы, проходившие через центр диска, заштрихованы. Стрелки отмечают, в соответствии с табл. 1, предполагаемую связь между флоккулом и геомагнитным возмущением.

Кроме того, для объяснения 27-дневных последовательностей построена специальная составная карта (см. вкладку в конце книги, фиг. 22; при рассматривании карты отдельные составные ее части должны быть объединены в одно целое), включающая обороты № 1323—1340. На эту карту нанесены все флоккулы, проходившие через центр диска. Стрелками вновь указаны намеченные в табл. 1 связи. Эта карта наглядно свидетельствует о том, что все четыре последовательности А, Б, В, Г, наблюдавшиеся за указанный период времени, связаны с прохождением флоккулов через видимый центр солнечного диска. Данный факт подтверждает вывод, сделанный ранее на основе большого количества данных [1, 2, 3], что потоки, создающие М-возмущения, характеризуются высокой степенью радиальности.

На основе табл. 1 изучен ряд зависимостей между различными характеристиками возмущений и связанных с ними флоккулов. Наиболее отчетливая зависимость — рост величины Δt с фазой солнечного цикла. Эта зависимость лучше всего выражена для флоккулов с яркостью, равной 2 (фиг. 23). Зависимости между яркостью флоккула и интенсивностью возмущения или временем Δt не обнаружено.

Специально обсужден вопрос о возможном объяснении большой продолжительности отдельных М-возмущений, входящих в последовательности. В связи с радиальностью потоков, создающих М-возмущения, отмечено, что указанная большая продолжительность М-возмущений может быть объяснена наличием заметного спектра скоростей у атомов, составляющих эти потоки.

Большие значения Δt во время минимума солнечной активности свидетельствуют о том, что скорость истечения атомов из флоккулов в это время мала — порядка нескольких сотен километров в секунду.

В конце работы отмечено, что для оборотов № 1343 и 1344 непосредственно перед минимумом активности не удалось пайти на Солнце источников соответствующих геомагнитных М-возмущений (см. табл. 1). Это может быть связано или с недостаточным числом наблюдений за указанный период (значительная облачность) или с тем, что яркое флоккулярное излучение является лишь «геометрическим индикатором» тех областей, из которых происходит выброс атомов.

THE RELATION BETWEEN CALCIUM FLOCCULI (PLAGES) AND GEOMAGNETIC AND IONOSPHERIC DISTURBANCES, by *E. R. Mustel* and *O. N. Mitropolskaya*.— The localization of sources of M-disturbances on the Sun is discussed. Calcium flocculi observed during 1951—1954 are used as initial data (data of the Solar Service of the USSR, mainly those of the Crimean Astrophysical Observatory). One of the authors of the present paper found that the passage of every facula (or calcium flocculus) over the visible center of the solar disk is accompanied, after some interval of time Δt , by geomagnetic and ionospheric disturbances [4]. This fact served as a basis for the present study.

This relation between the flocculi and the geomagnetic disturbances was used for forecasting corpuscular disturbances during the period discussed and was fully confirmed by continuous checking. These forecasts and the relations connected with them were based on synoptical maps of the Sun, compiled for each day, thereby considerably eliminating the inherent ambiguity involved in such correlations.

Synoptical maps of the Sun were further compiled for every rotation from 1309 to 1347 and the correlations re-examined. The results can be found in table 1, where the most important geomagnetic disturbances and the flocculi which could have been connected with them are given for each solar rotation. Some of the maps (for rotations 1318, 1319, 1323—1341) together with the geomagnetic and the ionospheric data are given at the end of the volume, fig. 1—21. The flocculi which passed over the centre of the disk are shaded. The arrows, in accordance with table 1, show the assumed relation.

For explaining the twenty-seven-day recurrence tendency a special composite map was drawn (see supplementary sheet at the end of the volume, fig. 22; separate parts of it must be combined), which includes rotations 1323—1340. All the flocculi which passed over the centre of the disk are given on this map. The arrows show the relations assumed in table 1. This map clearly demonstrates that the four sequences A, B, B, Г, observed during the period of time under consideration, are connected with the passage of flocculi over the visible centre of the solar disk. This fact confirms the conclusion made earlier on the basis of many data [1, 2, 3] namely, that the particles in the streams, causing M-disturbances, are moving along the radii from the centre of the Sun.

Table 1 was used for studying several dependences between the different characteristics of the disturbances and the related flocculi. The most marked dependence is the increase of Δt with the phase of the solar cycle. It is most pronounced for flocculi with a brightness of 2 (fig. 23). No dependence was found between the brightness of the flocculus and the intensity of the M-disturbance or the time Δt .

Special consideration is given to a possible explanation of the long duration of separate M-disturbances, belonging to the sequences. Because the streams that cause M-disturbances are radial, it is pointed out that the long duration of M-disturbances may be explained by introducing the hypothesis that particles composing the streams have a noticeable spectrum of velocities.

The large values of Δt during the minimum of solar activity show that at this time the velocities of particles ejected from the flocculi are small—of the order of several hundred^s kilometers per second.

For the rotations 1343 and 1344, just before minimum activity, no sources of M-disturbances were found on the Sun (table 1). The reason for this may be that either there was an insufficient number of observations (cloudy weather) or that the bright floccular emission is only a kind of «geometrical indicator» of regions, from where atoms are ejected.

Вопрос о локализации на Солнце источников корпускул, создающих геомагнитные бури, полярные сияния и ионосферные возмущения, продолжается до настоящего времени оставаться дискуссионным. Имеется лишь общее согласие в том, что достаточно яркие (баллов 3 или 3⁺) хромосферные вспышки сопровождаются выбросом корпускул, причем спектр скоростей корпускул в потоке в этом случае весьма сложен. Общеизвестен факт, что некоторые яркие вспышки сопровождались усилением космических лучей, причем все данные говорят о том, что источником этих частиц являются сами вспышки.

Геомагнитные бури, сопровождающие вспышки, относятся к числу бурь, имеющих внезапное начало. Однако слабые и средние геомагнитные возмущения также могут быть подразделены на возмущения с внезапным и постепенным началом [1—3]. Ход числа возмущений с внезапным началом следует циклической кривой числа солнечных пятен. Кривая же числа возмущений с постепенным началом смещена на 3—4 года (в сторону запаздывания) по отношению к кривой числа солнечных пятен. Это смещение и относительное число возмущений обоих типов таковы, что в годы, непосредственно предшествующие минимуму солнечной активности, основное число возмущений магнитного поля Земли — это возмущения с постепенным началом. Именно эти возмущения показывают 27-дневную последовательность и имеют все признаки, характеризующие наличие радиальности у вызывающих эти возмущения потоков [1, 2].

Вопрос о происхождении корпускулярных потоков, дающих возмущения с внезапным началом, решен лишь для сильных бурь, связанных с яркими хромосферными вспышками. Происхождение же слабых и средних возмущений с внезапным началом нам пока не ясно [2].

Что же касается повторяющихся возмущений с постепенным началом, которые мы в соответствии с установившимся обычаем будем именовать М-возмущениями, то здесь положение таково. Один из авторов настоящей работы в 1942 г. нашел, что прохождение каждого факела через видимый центр солнечного диска сопровождается через определенный промежуток времени Δt геомагнитными возмущениями [4]. Этот факт был подтвержден дальнейшими сопоставлениями (см. там же) и был использован как один из основных признаков для предсказания геомагнитных и ионосферных возмущений в период с 1952 по 1954 г.

Сам по себе указанный факт свидетельствует о том, что из факелов корпускулы выбрасываются радиально [1, 3]. Это, а также ряд других

фактов, в частности 27-дневная повторяемость возмущений, связанных с факелами, постепенное начало у этих возмущений и др. означает, что здесь мы имеем дело именно с М-возмущениями.

Так как М-возмущения бывают в основном в годы перед минимумом солнечной активности, то проверка установленной связи между факелами и геомагнитными возмущениями лучше всего может быть сделана именно в эти годы; возмущения в это время с внезапным началом практически отсутствуют, и одновременно количество различных образований на поверхности Солнца, могущих осложнять сопоставления, минимально.

Сделаем еще одно замечание. Мы указали, что прохождение каждого факельного поля через видимый центр солнечного диска сопровождается М-возмущением. Однако мы можем использовать не факелы, а флоккулы, ибо в смысле конфигурации на солнечном диске между обоими образованиями имеется практически полное соответствие. При этом лучше всего выбирать кальциевые флоккулы. Как показало сравнение водородных и кальциевых спектрогелиограмм, проведенное с двойным спектрогелиографом обсерватории [5], между кальциевыми спектрогелиограммами и спектрогелиограммами в лучах H_α также имеется очень тесное соответствие, но спектрогелиограммы, снимаемые в лучах H_α , мало контрастны, в связи с чем на обычно получаемых снимках H_α флоккулы имеют существенно меньшую площадь (так как на пластинке выходят лишь самые яркие места), чем кальциевые флоккулы.

Настоящая работа, в которой содержится сопоставление кальциевых флоккулов с геомагнитными и ионосферными возмущениями за период с 1951 по 1954 г., основана на данных наблюдений Службы Солнца СССР. Значительная часть использованного материала получена при помощи спектрогелиографа Крымской астрофизической обсерватории [6]. Диаметр получаемых спектрогелиограмм на этом спектрогелиографе 19 мм. Получение спектрогелиограмм в лучах линии H_α и в линии H , Ca^+ было начато на этом инструменте летом 1951 г.

Для тех дней, когда спектрогелиограммы в Крыму не получались (по условиям погоды), были использованы данные двух других станций Службы Солнца СССР — Горной станции ГАО АН СССР (в Кисловодске) и данные Астрономической обсерватории Харьковского государственного университета. И лишь в исключительных случаях использовались данные Медонской обсерватории, публикуемые систематически в журнале «L'Astronomie».

Использованные данные по кальциевым флоккулам включают: положение и контур каждого флоккула, компактность флоккула в трехбалльной шкале, характеризующую сосредоточенность отдельных светлых точек, из которых состоит флоккул, и яркость флоккула также в трехбалльной шкале. Флоккулы имеют яркость 3, если значения их интенсивности по отношению к соседней невозмущенной фотосфере больше чем 2, яркость 2, если значения их относительной интенсивности заключены в пределах от 1.5 до 2, и яркость 1, если те же значения заключены в пределах от 1 до 1.5.

Успешность любой работы по сопоставлению солнечных и геомагнитных (или ионосферных) возмущений определяется наличием синоптической карты Солнца на каждый день. Использование сводных синоптических карт за целый оборот может являться лишь второй ступенью в таком сопоставлении, ибо на таких картах мы не знаем, проходило ли данное образование через центральный меридиан Солнца и т. д. Поэтому и с х о д н а я работа по сопоставлению кальциевых флоккулов с геомагнитными возмущениями велась нами на основе синоптических карт Солнца за каждый день, и эта работа, проводившаяся систематически с лета 1951 г., являлась составной частью прогнозирования корпускулярных возмущений.

Сама методика прогнозирования опиралась на указанный выше факт соответствия между прохождением флоккулов через видимый центр солнечного диска и последующими за этим возмущениями. В качестве существенного дополнения использовалась 27-дневная повторяемость геомагнитных возмущений. Данные о возмущениях (трехчасовые К-индексы магнитного поля Земли в десятибалльной шкале от 0 до 9) получались нами ежедневно из Научно-исследовательского института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн (НИЗМИР, Красная Пахра). Правильность каждого прогноза проверялась в течение всего периода, для которого был составлен прогноз, в связи с чем вносились необходимые поправки, и это давало основу для совершенствования методики составления прогнозов. В частности, время запаздывания возмущения после прохождения флоккула через центр диска согласовывалось с тем, что можно было ожидать на основании 27-дневной повторяемости. Эта повторяемость помогала устанавливать и продолжительность возмущения. Кроме того, использовались и некоторые из тех зависимостей, которые обсуждены в конце работы (например, зависимость между временем запаздывания и фазой цикла и т. д.).

При прогнозировании делалась также попытка учесть влияние солнечных пятен. Наличие их во флоккуле вносит в прогнозирование некоторую неопределенность. Магнитные поля пятен способны, по-видимому [1, 4], отклонять потоки, выходящие радиально с поверхности Солнца. Вследствие этого поток корпускул из флоккула, проходящего через видимый центр солнечного диска, может не попасть на Землю и тем самым не вызвать возмущений. С другой стороны, поток из флоккулов, находящихся на некотором расстоянии от видимого центра диска, может так отклониться магнитным полем пятна, что он случайно попадет на Землю и вызовет возмущение*.

Весь собранный таким образом материал по прогнозированию и явился, как мы уже говорили, исходным для настоящего исследования, которое представляет обобщение указанной работы. Это обобщение включает материалы с 18 июня 1951 г. по 13 июня 1954 г.

* Магнитные поля могут также препятствовать выходу корпускул из флоккулов.

Поскольку мы уже располагали материалами по сопоставлению отдельных флоккулов с геомагнитными возмущениями, нами были составлены с в о д н ы е синоптические карты Солнца на каждый оборот. На каждой такой карте флоккул оконтуривался в среднем за весь оборот. Для указанного периода времени было построено 40 карт. В качестве примера мы приводим карты (фиг. 1 и 2) для оборотов № 1318 и 1319, а также даем непрерывную последовательность карт за 19 оборотов (фиг. 3—21), с оборота № 1323 по оборот № 1341. Фиг. 1—21 даны отдельным вкладышем в конце тома.

Из вышеуказанных результатов очевидно, что при сопоставлениях нам важно знать, проходил ли данный флоккул через центр диска или нет и каким он был в этот момент. Поэтому все флоккулы, действительно проходившие через видимый центр солнечного диска, на указанных картах заштрихованы. Кроме того, около каждого флоккула приводится его средняя яркость за оборот в указанной трехбалльной шкале, а около флоккулов, проходивших через видимый центр диска, указывается в скобках яркость флоккула в момент его прохождения через центр солнечного диска. Греческими буквами α , β ... на картах отмечены те флоккулы, с которыми производится соответствующее сопоставление (см. дальше).

Наряду с линией экватора, на каждой карте нанесена линия, дающая на каждый момент гелиографическую широту видимого центра солнечного диска.

Сверху каждой синоптической карты даются долготы в системе Кэррингтона, а внизу, под геомагнитными возмущениями, дни, в которые меридиан с данной долготой проходил через центр диска. На каждой карте слева указаны гелиографические широты.

Внизу под каждой синоптической картой Солнца даны на графиках следующие данные (сверху вниз):

а) Трехчасовые К-индексы магнитного поля Земли в десятибалльной шкале от 0 до 9; если К-индекс имеет значение большее 3, то поле Земли считается возмущенным. Эти данные получены нами (см. выше) из НИЗМИР.

б) Такие же индексы, но по данным станции на острове Диксон. Основой для установления того или иного балла за 3 часа служит величина разности между наивысшим и наименьшим отклонениями данного элемента магнитного поля Земли от сглаженной кривой нормального суточного хода внутри данного трехчасового интервала. Обычно при выборе балла учитываются все три элемента магнитного поля Земли. На острове Диксон учитывают только горизонтальную составляющую магнитного поля.

в) Данные о радиослышимости на трассе Москва—Диксон. Эти данные представляют собой отношения чисел нарушений радиосвязи к общему числу наблюдений радиослышимости за сутки в процентах.

г) Индексы по ионосфере — отклонения в процентах критических частот слоя F_2 от медианных значений. Данные для средних широт (НИЗМИР).

д) Те же индексы по ионосфере для Арктики (бухта Тикси).

е) Прогнозы корпускулярных возмущений. Сплошная тонкая полоса на этом последнем графике соответствует прогнозу «спокойно», зубцы, отделенные тонкой полосой, соответствуют прогнозу «отдельные слабые возмущения», сплошная широкая полоса соответствует прогнозу «умеренные возмущения». Более детальный анализ всех этих характеристик возмущенности верхних слоев земной атмосферы, совместно с солнечными данными, будет проведен в одной из ближайших работ авторов настоящей статьи. Задачей данной статьи является в основном отождествление явлений в верхней атмосфере с солнечными явлениями и изучение возможных закономерностей, связывающих оба вида этих явлений.

Сейчас же на основании всех приведенных графиков мы можем лишь подтвердить следующие уже известные закономерности, а именно: все явления в верхней атмосфере изменяются в общем синхронно. Во время магнитных бурь отклонения критических частот от медианных значений имеют обычно отрицательные значения. В Арктике в это время часто имеет место полное (z) или частичное (B) поглощение радиоволн, т. е. радиослышимость во время магнитных бурь ухудшается. Все эти факты важны для настоящей работы в том отношении, что в первом приближении мы можем при сопоставлении солнечных и земных явлений иметь дело с некоторым общим ходом явлений в верхней атмосфере по всем индексам (магнитным, ионосферным и т. д.). Вопрос о различных отклонениях от этой общей закономерности мы, как указывалось, изучим позже, сейчас же отметим, что сам по себе материал, представленный на фиг. 1—21, имеет самостоятельную ценность. В такой комплексной форме, насколько нам известно, материалы по связи между солнечной активностью и ее земными проявлениями до сих пор не публиковались. Самостоятельное значение имеют и синоптические карты Солнца, основанные на материалах Службы Солнца СССР и нигде еще не опубликованные.

Перейдем теперь к вопросу о сопоставлении солнечных явлений с корпускулярными возмущениями верхней атмосферы. При этом, учитывая вышесказанное, мы будем ради удобства пользоваться в основном геомагнитными возмущениями.

В основу сопоставлений мы положим указанный выше факт [4], что прохождение каждого флоккула через видимый центр солнечного диска сопровождается через определенный промежуток времени Δt геомагнитными возмущениями. Анализ всего использованного в настоящей работе материала подтверждает эту закономерность. А именно, большинство возмущений, наблюдавшихся в течение рассматриваемого периода, может быть связано так или иначе с прохождением флоккулов через центр диска. В значительной степени это обусловлено тем, что в это время, перед минимумом солнечной активности, возмущения с внезапным началом редки, и главным образом мы имеем дело с М-возмущениями.

Более того, флоккулы, проходившие через видимый центр солнечного диска, дают возможность объяснить и те 27-дневные последовательности, которые наблюдались в течение этого же периода (см. дальше).

Детали вышеуказанных сопоставлений даны частично на фиг. 1—21 и полностью в табл. 1. В столбце 1 таблицы указан номер оборота, в столбце 2 — номер возмущения на данный оборот. В столбце 3 дано время начала и конца возмущения. Затем идут данные, характеризующие флоккул, с которым сопоставляется возмущение, а именно: в столбцах 4 и 5 даны соответственно долгота и широта центра флоккула. В столбце 6 указано расстояние (в градусах) ближайшего края флоккула от центра диска. Если флоккул проходил через центр, то в этом случае стоит ноль. Затем идет буквенное обозначение флоккула для тех карт, которые приводятся в статье. В столбце 8 дается яркость I_1 флоккула в день прохождения его через центральный меридиан, в столбце 9 — средняя за оборот яркость I_2 флоккула. В тех случаях когда флоккул является неоднородным по яркости или даются координаты центра группы флоккулов различной яркости, яркость в столбцах 8 и 9 берется максимальной из яркостей отдельных элементов. В столбце 10 указывается, присутствуют или нет во флоккуле во время его прохождения через центральный меридиан солнечные пятна.

Далее идут данные, относящиеся к возмущениям. В столбце 11 дается интенсивность возмущения в некоторой условной трехбалльной шкале. В столбце 12 указана продолжительность возмущения в днях, в столбце 13 время запаздывания Δt в днях. Столбец 14 содержит примечания.

На указанных картах все сопоставления отмечены стрелками. При этом, если стрелка идет слева от границы карты с надписью β , 1325 (как пример), то это означает, что данное возмущение связывается с флоккулом β соответствующего (всегда предыдущего) оборота.

Границы возмущения на всех картах намечены нами. Естественно, что в ряде случаев, учитывая «прерывистый» характер возмущений, эти границы не совсем определены и могут показаться в ряде случаев искусственными. Начало возмущения, вызванного данным флоккулом, бывает иногда весьма «размытым», ибо большинство М-возмущений характеризуется постепенным началом. Трудности возникают и из-за того, что одно возмущение часто переходит в другое почти непрерывно. Поэтому определение начала и конца возмущения производилось с учетом возмущения как по данным НИЗМИР (Красная Пахра), так и по данным станции на острове Диксон. В ряде неясных случаев обращалось внимание и на ионосферные данные. Так, например, во время оборота № 1334 началом возмущения I считается 31 мая, ибо с 31 мая ионосферные данные переходят в область отрицательных значений. Однако все эти неопределенности, конечно, не могут повлиять на общие главные выводы настоящей статьи, которые основаны на большом материале. Во всяком случае то, что М-возмущения длятся днями, иногда неделями и даже больше, общеизвестно (см., например, [3]).

Просмотр всех данных показывает, что почти нет флоккулов, которые проходили бы через центр солнечного диска и не дали бы возмущений, если учитывать, что время запаздывания Δt может быть весьма большим — до 10 дней, а иногда и больше (см. далее). Часть случаев, когда

флоккул проходил через центр диска и не дал возмущений, связана с тем, что этот флоккул содержал пятна. Мы уже указывали, что магнитные поля солнечных пятен могут нарушать радиальность потоков.

При рассмотрении фиг. 1—21 следует иметь в виду, что часто сопоставление данного флоккула с данным возмущением может показаться неубедительным, ибо на синоптической карте кроме этого флоккула имеются и другие солнечные образования. Однако здесь нужно иметь в виду следующее. Во-первых, при доказательстве того, что какое-то определенное солнечное явление (в данном случае прохождение флоккулов через центр диска) сопровождается геомагнитными возмущениями, следует изучить как можно больше именно таких случаев, не обращая внимания на другие образования солнечной оболочки. Только такой метод может дать вполне определенный однозначный результат и этот метод обычно используется в подобных сопоставлениях. Однако в применении к прохождению флоккулов через центр диска никто его не использовал, несмотря на то, что огромная совокупность геофизических фактов [1] говорит о том, что потоки, создающие М-возмущения, радиальны, а поэтому в первую очередь следует рассматривать такие явления, которые связаны с прохождением солнечных образований через центр диска.

Во-вторых, необходимо иметь в виду, что на картах типа фиг. 1—21 мы имеем дело со сводными синоптическими картами, так что некоторые флоккулы, пятна и т. д., изображенные на них, вовсе не проходили через центральный меридиан и, следовательно, их надо опустить из рассмотрения.

Наконец, для подтверждения правильности изучаемой закономерности нами была специально построена непрерывная последовательность флоккулов, проходивших через центр диска, и связанных с ними возмущений (магнитные данные НИЗМИР). Эта последовательность представлена на сводной карте (фиг. 22*). На карте нанесены все флоккулы, проходившие во время оборотов № 1323—1340 через центр солнечного диска (а не только те, с которыми мы связываем возмущения!).

На приведенной карте мы выделили все наиболее заметные последовательности возмущений и обозначили их буквами А, В, В, Г. Стрелками указаны соответствующие связи между флоккулами и возмущениями. При этом на данной карте указаны только те возмущения и те связи, которые относятся к последовательностям. На отдельные же сопоставления нами здесь внимания не обращалось. Все такого рода детали могут быть найдены на картах (фиг. 1—21) и в табл. 1. Рассмотрение последовательностей показывает, что все входящие в них возмущения могут быть поставлены в соответствие с флоккулами, проходившими через центр диска.

Для лучшего уяснения сделанного вывода удобнее всего обзор сводной карты (фиг. 22) начинать с оборота № 1333. В начале этой карты

* Сводная карта (фиг. 22) дается вкладышем, состоящим из четырех частей (а, б, в, г). Для удобства пользования читателю рекомендуется склеить их по вертикали.

Таблица 1

№ оборота	№ возмущения	Дата начала и конца возмущения	Флоккул, с которым связывается возмущение				Геомагнитные возмущения				Примечание		
			L	φ	$\Delta\varphi$	буквенное обозначение	I_1	I_2	наличие пятен	интенсивность		продолжительность возмущения	время затухания
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
		1951 г.											
1309	I	16.VII — 23.VII	80°	+ 6°	0		2	1	Есть	1	7 ^d ₅	6 ^h ₅	
	II	25.VII — 2.VIII	248	+ 7	0		2	1	Нет	2	8	2	
1310	I	11.VIII — 18.VIII	78	+ 7	0		3	2	Есть	1,5	7,5	6	
	II	19.VIII — 29.VIII	24	+ 8	0		3	2	»	2,5	11	9,5	
	III	5.IX — 18.IX	78	+10	0		2	2	Нет	2,5	12	5	
1311	I	19.IX — 24.IX	276	+ 6	0		3	2	Есть	3	5,5	5,5	
	II	25.IX — 30.IX	158	+13	0		3	2	»	3	5	3	
1312	I	7.X — 15.X	93	+ 8	0		1	1	Нет	2,5	8,5	8,5	
	II	16.X — 23.X	283	+10	0		2	2	»	3	7,5	6,5	
	III	26.X — 29.X	175	+10	0		3	2	Есть	2,5	3,5	7,5	
1313	I	2.XI — 9.XI	57	+11	0		2	2	Нет	2	8	6	
	II	11.XI — 21.XI	293	+10	0		2	1	»	2	10	5,5	
	III	21.XI — 26.XI	248	—15	—8		3	2	Есть	2	5	12,5	
1314	I	28.XI — 6.XII	59	+ 9	+2		1	2	»	1	7,5	5,5	
	II	7.XII — 12.XII	294	+ 7	+2		2	2	»	2	5,5	3,5	
	III	14.XII — 23.XII	235	—11	0		3	2	»	2	8,5	7	
		1952 г.											
1315	I	27.XII — 1.I	81	+ 8	+2		3	3	Много	2	6	7,5	
	II	3.I — 15.I	299	+ 3	0		2	2	Есть	2	12	4	
1316	I	23.I — 2.II	44	+ 3	+5		3	2	»	1	10	4,5	
	II	6.II — 19.II	283	—11	0		2	1	»	2	13,5	8,5	
1317	I	23.II — 1.III	10	—10	0			3	»	1	7	6	
	II	3.III — 14.III											
	III	15.III — 20.III	156	—10	0		1	2	Нет	0,5	4,5	10	
1318	I	21.III — 27.III	13	— 5	0	β , 1317	3	3	Есть	1,5	7	5	
	II	30.III — 10.IV	241	— 5	0	α и может быть β 1318	2	1	Нет	2	12	4	
1319	I	14.IV — 19.IV	15	—15	0			1	»	0,5	6	3	
	II	21.IV — 25.IV	300	—10	0	α	2	1	Есть	2	4	3,5	
	III	28.IV — 8.V	200	— 5	0	β	2	1	»	2,5	11	3	
1320	I	17.V — 21.V	316	— 7	—2		2	2	Есть	1	4	3,5	
	II	25.V — 31.V	210	— 2	0		2	2	Нет	2	7	3	
1321	I	8.VI — 18.VI	134	— 2	0		3	2	Есть	1	10,5	11,5	
	II	22.VI — 27.VI	267	— 5	—5		3	3	»	1,5	6	8,5	
	III	29.VI — 1.VII	139	— 1	0		2	2	Нет	1,5	2	6	
1322	I	4.VII — 11.VII	68	— 9	—5		3	3	Есть	1	6,5	5,5	
	II	20.VII — 27.VII	220	— 1	0		3	3	»	1	8	6	
1323	I	31.VII — 7.VIII	83	+ 9	0		2	1	Нет	0,5	7	6	
	II	9.VIII — 13.VIII	292	+ 4	0	α	2	2	Есть	1	4,5	4,5	
	III	16.VIII — 20.VIII	220	0	0	β	2	2	»	1	4	7	

Таблица 1 (Продолжение)

№ оборота	№ возмущения	Дата начала и конца возмущения	Флоккул, с которым связывается возмущение						Геомагнитные возмущения				Примечание
			L	φ	$\Delta\varphi$	буквенное обозначение	I_1	I_2	наличие пятен	интенсивность	продолжительность возмущения	время за-падения	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
		1952 г.											
1324	I	28.VIII—6.IX	54	+ 9	0	γ и δ , 1323	3	2	Нет	2	8	8	2
	II	7.IX—16.IX	298	+ 2	0	α	3	2	Есть	2	10	6	
1325	I	25.IX—1.X	17	+13	0	β , 1324	3	3	»	2	6.5	4	
	II	2.X—12.X	306	+ 3	0	α	3	2	»	2	10.5	6	
1326	I	25.X—28.X	26	+13	0	β , 1325	2	2	Нет	2	4	7	
	II	29.X—9.XI	310	+ 3	0	α	3	3	Есть	2	11	5	
1327	I	20.XI—24.XI	26	+18	+3	β , 1326	1	1	»	0.5	4	6.5	
	II	26.XI—5.XII	313	+ 9	0	α	3	3	»	2	10	6	
	III	10.XII—18.XII	117	+ 5	0	β	2	2	»	0.5	8.5	4	
1328	I	24.XII—6.I	314	0	0	α	2	2	»	2	14	7	
		1953 г.											
1329	I	17.I—23.I	81	— 4	0	β , 1328	2	2	Нет	0.5	5	12.5	
	II	24.I—31.I	314	— 8	0	α	2	2	Есть	1	8	9.5	
1330	I	9.II—20.II	36	— 8	0	β , 1329	1	1	Нет	0.5	11	4.5	
	II	22.II—4.III	321	— 9	0	α	1	2	»	2	10.5	12	
1331	I	5.III—10.III	46	— 6	0	β , 1330	1	3	»	1	5.5	2	
	II	19.III—1.IV	327	—12	0	α	2	2	»	2	13	10.5	
1332	I	15.IV—23.IV	346	+ 2	0	α	3	3	Есть	1	8.5	12	
1333	I	5.V—11.V	10	— 9	0	β , 1332	2	3	»	1	6	6.5	
	II	15.V—23.V	346	+ 2	0	α	2	2	»	2	8	14.5	
1334	I	31.V—6.VI	12	+ 3	0	δ , 1333	1	2	Нет	1	6.5	5.5	
1335	I	29.VI—9.VII	12	+ 2	0	α , 1334	1	2	»	1.5	11	7	
1336	I	23.VII—1.VIII	57	+ 9	0	β и γ , 1335	2	2	»	2	10	7	
	II	9.VIII—16.VIII	124	+17	+5	α	3	3	Есть	1	6.5	2.5	5
1337	I	23.VIII—8.IX	40	+11	0	β , γ , δ 1336	3	3	»	2	17	11.5	
1338	I	15.IX—22.IX	73	+12	0	β , 1337	1	1	Нет	2	7.5	7.5	
	II	22.IX—27.IX	6	+15	0	γ , 1337	2	2	Есть	2	5	10.5	
1339	I	15.X—24.X	142	+10	0	γ , 1338	2	2	Нет	2.5	9.5	15.5	6
	II	27.X—5.XI	265	+ 8	0	α	1	1	»	0.5	10	9	
1340	I	11.XI—27.XI	146	+13	0	γ , 1339	1	1	Рядом с флоккулом есть	2	16	16	
1341	I	9.XII—19.XII	49	+ 5	0	α , 1340	1	1	Нет	1	11	8.5	

Таблица 1 (Окончание)

№ оборота	№ возмущения	Дата начала и конца возмущения	Флоккул, с которым связывается возмущение						Геомагнитные возмущения				Примечание
			L	φ	$\Delta\varphi$	буквенное обозначение	I_1	I_2	наличие пятен	интенсивность	продолжительность возмущения	время за-падения	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1342	I	1954 г. 17.I—25.I	64	—8	—2	α , 1341	2	2	Есть	1	8	22	
1343	I	14.II—24.II	Отождествление не найдено								10		
1344	I	13.III—23.III	Отождествление не найдено								10.5		
1345	I	7.IV—21.IV	91	—8	0		3	3	Есть	1	14	22	
1346	I	8.V—16.V	100	—6	0		3	2	»	0.5	8.5	26.5	
1347		Заметных возмущений нет											

Примечания. 1. Конец возмущения (например с 7 мая), возможно, связан с γ , который 2 мая не касался центра, но был с пятном. 2. L и φ даны для центра группы флоккулов, переход от I к II неопределен. 3. Возможно, что конец связан с α , 1335. 4. Возможно, что конец связан с γ , 1335. 5. Координаты группы флоккулов. 6. Возможно, что конец возмущения связан с β .

(например, оборот № 1323) геомагнитная активность гораздо сложнее, и это может затруднить сопоставления.

Оборот № 1333 характеризуется тем, что на нем заканчивается последовательность A и начинается новая последовательность B . Особенно хорошо это видно по арктическим данным (см. отдельные синоптические карты). Вообще выделение возмущений легче всего производить по арктическим данным (см. отдельные карты). Они не использованы на сводной карте лишь потому, что для некоторых периодов в этих данных имеются пропуски.

Окончание последовательности A на обороте № 1333 связано с тем, что исчезли флоккулы, дававшие эту последовательность, а появление последовательности B — с тем, что появилась новая система флоккулов. Последовательность A , уже неоднократно обсуждавшаяся магнитологами в различных работах и имевшая весьма устойчивый характер, обусловлена флоккулами, расположенными на нашей сводной карте слева. Мы видим, что система этих флоккулов, менявших немного свое положение, оставалась устойчивой в течение многих оборотов, с самого первого оборота № 1323 по оборот № 1333. Как только флоккулы этой системы исчезли, исчезла и связанная с ними геомагнитная активность (это особенно хорошо видно по арктическим данным, оборот № 1334). Система B связана с системой флоккулов, появившихся впервые на обороте № 1332 и располагавшихся справа на сводной карте.

Последовательность *B* также исчезла, когда исчезли связанные с нею флоккулы в правой части сводной карты. Флоккул справа на карте для оборота № 1326 (фиг. 6) не заштрихован из-за того, что при прохождении через центральный меридиан Солнца он своими крайними частями всего на один-два градуса не доходил до центра видимого диска.

Сводная карта (фиг. 22) также показывает, что при усложнении групп флоккулов в последовательностях усложняются геомагнитные возмущения. В качестве примеров мы можем указать на возмущения *A6*, *B5*.

Выделение из последовательности *B* последовательности *Г* носит несколько условный характер и вызвано только тем, что переместился центр активности флоккулов на Солнце.

При истолковании рассматриваемой сводной карты играет большую роль тот факт, что время, протекающее между прохождением флоккула через видимый центр солнечного диска и началом связанного с этим флоккулом возмущения, растет как с фазой солнечного цикла в среднем, так и внутри каждой последовательности с порядковым номером возмущения в этой последовательности. Подробнее об этом мы будем говорить далее. Данным обстоятельством определяется то, что наклон стрелок в каждой последовательности уменьшается со временем, хотя и медленно. В частности, стрелки, идущие к каждому двум последующим возмущениям, как правило, приблизительно параллельны. Это является дополнительным подтверждением правильности проведенных нами отождествлений.

Разумеется, некоторые отождествления на сводной карте могут показаться спорными. Однако, отвлекаясь от этих деталей, нам кажется, что приведенные сопоставления полностью объясняют основные геомагнитные последовательности за рассматриваемый период.

Такой же характер, как и на сводной карте, имеют последовательности, построенные подобным же образом для периодов 1929—1933 гг., 1942—1944 гг., т. е. годов, предшествовавших минимуму солнечной активности.

Считая рассматриваемую закономерность, говорящую о флоккулярном происхождении возмущений, подтвержденной нами на основании всего изложенного материала, включая табл. 1, были изучены различные зависимости, которые в основном носят корреляционный характер.

Самой четкой зависимостью из указанных является зависимость запаздывания возмущения Δt от фазы солнечной активности. Чем ближе к минимуму, тем время Δt больше. Этот рост Δt со временем может быть изучен на основании всех флоккулов, но при этом наблюдается большой разброс точек. Более определенной зависимости получается в том случае, если проследить за возмущениями, вызываемыми одним и тем же флоккулом при его появлении в последовательных оборотах. В табл. 2 представлены два таких примера.

В первом столбце табл. 2 дана фаза* флоккула, возвращающегося из оборота в оборот, а в скобках номер оборота, во втором столбце —

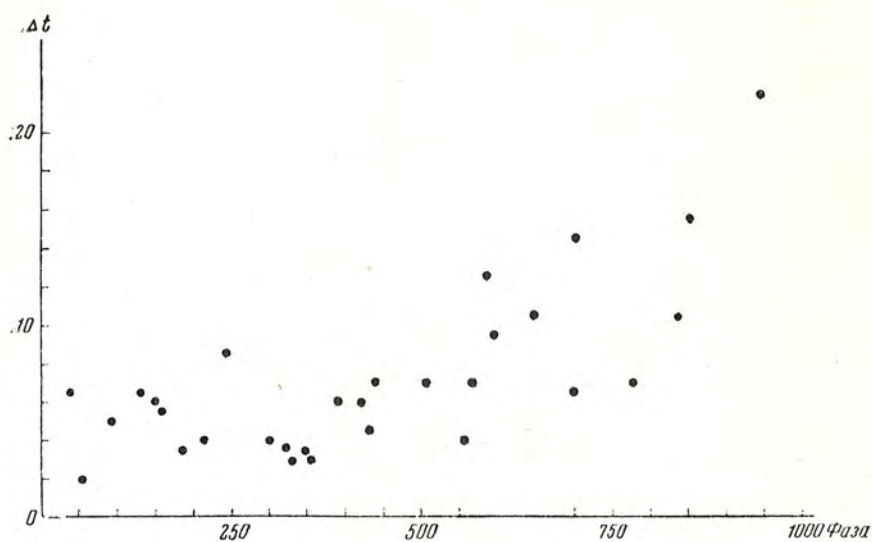
* Фазы в днях произвольно отсчитываются от 1 июня 1951 г.

Таблица 2

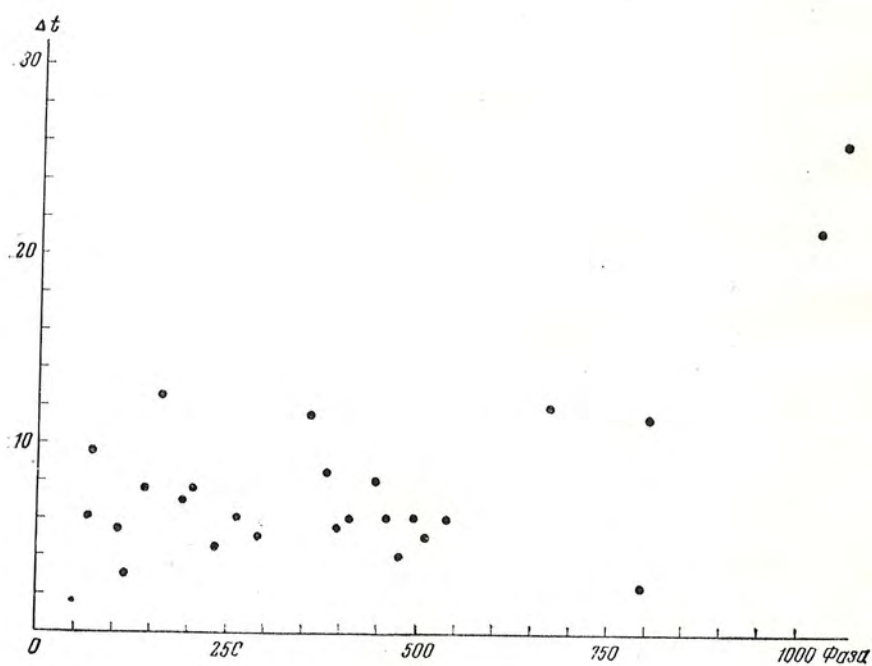
Последовательные фазы повторяющегося флоккула, сутки	Запаздывание возмущения Δt , сутки	Последовательные фазы повторяющегося флоккула, сутки	Запаздывание возмущения Δt , сутки
330 (1319)	3	432 (1323)	4.5
357 (1320)	3	458 (1324)	6
410 (1322)	6	484 (1325)	6
437 (1323)	7	512 (1326)	5
		538 (1327)	6
		565 (1328)	7
		593 (1329)	9.5
		620 (1330)	12
		647 (1331)	10.5
		672 (1332)	12
		700 (1333)	14.5

запаздывание возмущения Δt от этого флоккула по сравнению с моментом прохождения его через видимый центр солнечного диска. Из таблицы видно, что чем ближе фаза флоккула к минимуму солнечной деятельности (в данном случае фаза растет к минимуму), тем больше запаздывание возмущения, вызванного этим флоккулом. Это нужно учитывать при прогнозировании, особенно тогда, когда мы пользуемся 27-дневкой. Достаточно четко указанная зависимость получается также, если построить график только для флоккулов с яркостью $I=2$ (фиг. 23). Следует заметить, что здесь и везде дальше, где идет речь о яркости флоккула, вызывающего возмущение, яркость берется для момента прохождения флоккула через центральный меридиан (напомним, что на картах она дана в скобках рядом со средней яркостью). Флоккулы с яркостью $I=3$ дают возмущения с запаздыванием, равным шести дням, причем это время, по-видимому, не увеличивается с фазой (фиг. 24). Следует заметить, что во время минимума вообще очень мало интенсивных флоккулов (а тем более проходящих через центр), так что график для основной массы флоккулов с $I=3$ кончается раньше, чем для флоккулов с $I=2$. Это видно из фиг. 23 и 24. Если построить зависимость запаздывания от яркости флоккула, то прежде всего бросается в глаза большой разброс точек; зависимости или нет или, если она есть, то очень слабая. Но в этой слабой зависимости может быть скрыта зависимость запаздывания от фазы, потому что средняя яркость флоккулов может сама зависеть от фазы солнечной деятельности. Среднее запаздывание возмущений для флоккулов с $I=3$ может быть малым из-за того, что эти флоккулы наблюдались в основном ближе к максимуму, чем флоккулы с $I=1$.

Второй достаточно определенной зависимостью является рост продолжительности возмущения к минимуму. Зависимость строилась для периода с 1 января 1947 г. до июня 1954 г. Интересно обсудить само наличие большой продолжительности у возмущений. Это естественнее



Фиг. 23. Зависимость времени запаздывания Δt (в днях) для флоккулов с яркостью, равной 2, от фазы цикла.



Фиг. 24. Зависимость времени запаздывания Δt (в днях) для флоккулов с яркостью, равной 3, от фазы цикла.

всего объясняется тем, что поток частиц с поверхности Солнца обладает определенным спектром скоростей [1]. Это следует, например, из того факта, что время, занимаемое прохождением всего флоккула через центр диска, часто бывает значительно меньше продолжительности возмущения, вызванного им. Вместе с тем вряд ли это неравенство может быть связано, как считают некоторые авторы, с большим телесным углом корпускулярного потока. Напротив, все имеющиеся данные [1, 2] говорят о том, что потоки, создающие М-возмущения, практически радиальны. Значительно естественнее считать, что большая продолжительность М-возмущений обусловлена тем, что потоки, создающие эти возмущения, содержат частицы с различными скоростями.

Расчеты показывают, что при радиальном непрерывном истечении атомов из некоторой активной области на Солнце, время между прохождением этой области через центральный меридиан и вторжением корпускул в атмосферу Земли тем больше, чем меньше скорость корпускул. Мы приводим здесь соответствующую таблицу (табл. 3), взятую из работы Чепмена [7].

Т а б л и ц а 3

v , км/сек	100	200	1000	1600	2000
Δt , сутки	18.7	9.3	1.9	1.2	1.0

Таким образом, например, если в потоке содержатся частицы, имеющие скорости от 200 до 500 км/сек, то возмущения будут длиться $9^{\text{д}}3' - 3^{\text{д}}7' = 5^{\text{д}}6'$, причем собственная ширина активной области на Солнце (по долготе) и некоторое возможное отклонение от радиальности увеличат этот интервал времени. Сам факт большой продолжительности отдельных М-возмущений не может быть объяснен также какими-то длительными последствиями в верхней атмосфере Земли (эта гипотеза последствий предполагает, что возмущения «затихают» не сразу, а постепенно, растягиваясь на несколько суток). Действительно, следует считать, что такие эффекты последствий должны быть тем больше, чем интенсивнее сами возмущения. Это же противоречит тому, что, например, очень сильные возмущения, как правило, кратковременны (возмущения от вспышек длятся обычно одни—полтора суток). Далее, А. П. Никольским установлено [8], что сами геомагнитные возмущения состоят из отдельных более или менее резких колебаний поля, между которыми поле соответствует нормальному уровню. Это непосредственно свидетельствует о том, что никаких существенных последствий ожидать в данном случае нельзя.

В связи с данными, представленными в табл. 1 и на фиг. 23—24, следует отметить, что большие значения величины Δt , достигающие иногда (но редко) до 15 дней (и очень редко даже больше), могут показаться сомнительными. Однако непосредственное рассмотрение фиг. 22 (сводной карты

с оборотами № 1323—1340) говорит в пользу того, что величины Δt могут быть действительно большими.

Следует заметить, что вообще в этом вопросе определенную роль играет и р е д в з я т о е мнение о том, что скорости корпускул в потоках должны быть близки к 1500 км/сек. Однако это значение (связанное отчасти с известными расчетами Милна по выбросу кальциевых атомов) относится главным образом к хромосферным вспышкам, создающим сильные возмущения с внезапным началом. В то же время мы рассматриваем здесь М-возмущения и притом средней и малой интенсивности. Для этих возмущений никто никаких обоснованных значений для величины Δt не давал, ибо, как мы с самого начала указали, сам вопрос об отождествлении М-областей на Солнце является в современной литературе дискуссионным. Вместе с тем ряд фактов говорит о том, что величина Δt зависит от характера возмущения [1]. Поэтому значения Δt , стоящие в табл. 1 и нанесенные на фиг. 23 и 24, вытекающая из приведенных нами сопоставлений, не противоречат н и к а к и м другим данным. Эти значения представляются вполне разумными и с точки зрения табл. 3. Запоздывание, равное десяти дням, соответствует скоростям около 200 км/сек, и т. д.

Возможно, что увеличение времени запоздывания Δt к минимуму солнечной активности связано с увеличением роли торможения корпускул в *солнечной короне. Известно, что в годы максимума солнечной активности корональные лучи расположены более или менее радиально, в то время как в годы минимума они отклоняются к экватору, и поэтому можно ожидать, что корпускулы, частично пересекая около экватора корональные лучи, тормозятся больше. Естественно, что положение в действительности является гораздо более сложным, ибо необходимо учитывать различные электромагнитные эффекты.

На основании общих соображений следует ожидать, что способность корпускул, вернее отдельных конденсаций, содержащих корпускулы, проходить через корональное пространство зависит не столько от скоростей конденсаций v , сколько от их энергии, т. е. от величины ρv^2 , где ρ — плотность конденсаций. В этом случае интенсивность отдельных максимумов в каком-либо данном возмущении не будет заметно убывать в направлении от начала возмущения к концу*. Это в общем подтверждается имеющимся материалом.

Перейдем теперь к обсуждению других зависимостей, изученных на основании данных настоящей статьи. Эти данные показывают, что интенсивность М-возмущений для рассматриваемого периода не зависит от фазы солнечной активности. Далее, интенсивность возмущения не зависит и от яркости флоккула. Не обнаружено заметной корреляции между продолжительностью возмущения и яркостью флоккула. Наконец, не

* Согласно тому, что говорилось выше, скорость конденсаций убывает в этом же направлении.

найденно зависимости между продолжительностью возмущения и протяженностью флоккула по долготе. Это последнее показывает, что наличие спектра скоростей в потоках является для возмущений более существенным фактором.

Подведем итоги настоящей работы. Представленный в работе материал подтверждает в основном обнаруженный в [4] факт, что прохождение факела (флоккула) через видимый центр солнечного диска сопровождается через некоторое время Δt геомагнитными и ионосферными возмущениями. Использование этого факта позволяет вполне удовлетворительно объяснить наличие резко выраженной 27-дневной повторяемости, имевшей место в течение рассматриваемого периода. Кроме того, выяснилось, что время запаздывания может быть в ряде случаев весьма большим, что свидетельствует о выбросе из Солнца корпускул и с небольшими скоростями.

Однако вопрос о механизме выброса корпускул из флоккулов остается пока неясным. В частности, мы не будем обсуждать механизм выброса атомов Ca^+ из флоккулов под действием светового давления и увлечения ими атомов водорода. Этот механизм, рассмотренный одним из авторов настоящей статьи [9], требует постановки целого ряда специальных наблюдений (см. там же), и только после этого можно будет сделать соответствующие заключения. Совершенно очевидно, что в вопросе о возможном механизме радиального выброса атомов из флоккулов главной является проблема, связан ли этот механизм с ярким флоккульным излучением* или же это излучение является некоторым индикатором, отмечающим лишь геометрически области выброса атомов. К сожалению, этот вопрос не совсем еще ясен. Решение его усложняется тем, что по нашему материалу, как уже говорилось, нет явной зависимости между интенсивностью возмущения и яркостью флоккула. Нет зависимости и между величиной Δt и яркостью флоккула. Правда, возможно, что отсутствие таких связей обусловлено меняющимися условиями торможения корпускул на пути их следования от уровня выброса и т. д. Однако все же отсутствие указанных связей следует иметь в виду.

Сюда же необходимо отнести и такой факт. Наша сводная составная карта (фиг. 22) оканчивается на обороте № 1340, ибо начиная с оборота № 1346 27-дневная повторяемость перестала существовать, а за обороты № 1341—1345 у нас имеется слишком мало наблюдений. На обороте № 1342 возникла новая последовательность (см. табл. 1, возмущения I оборотов № 1342—1346). При этом возмущения I во время оборотов № 1343 и 1344** данной последовательности, которая, без сомнения, относится еще к разряду М-последовательностей, нам не удалось отождествить с какими-либо образованиями на диске Солнца. Частично это могло бы быть связано с тем, что за данный период имелось слишком мало на-

* Не только в линии H_α и линиях Н и К Ca^+ , но и в невидимых линиях L_α , L_β и т. д.

** Вообще обороты № 1343—1345 характеризовались множеством отдельных мелких возмущений.

блюдений. Так, во время оборотов № 1342 и 1343 имелось (из-за пасмурной погоды) всего лишь по одному наблюдению Службы Солнца СССР. Поэтому за данный период были использованы также и медонские карты (с тем же отрицательным результатом), но нам неизвестно, в какой мере эти карты полные, ибо январь—февраль вообще являются пасмурными месяцами. Кроме того, следует отметить, что непосредственно перед самым минимумом активности, когда происходит смена низкоширотных образований на Солнце высокоширотными, низкоширотные флоккулы являются крайне неустойчивыми, кратковременными образованиями. Появившись и просуществовав иногда день-два, они исчезают. Поэтому при пасмурной погоде их заметить трудно. Возможно, что указанные возмущения и были связаны с такими флоккулами. В пользу такого предположения говорит то, что возмущения I оборотов № 1342 и 1345 (т. е. возмущения, расположенные по обе стороны от обсуждаемых возмущений № 1343 и 1344 той же последовательности!) можно было связать с флоккулами. При этом флоккул α , наблюдавшийся во время оборотов № 1344 и 1345, был весьма интенсивен. Поэтому возможно, что он существовал в неустойчивой форме раньше и вызвал возмущения оборотов № 1343 и 1344.

Примерно такое же положение имело место и во время минимума 1942—1944 гг. И здесь последовательности возмущений были явно связаны с прохождением флоккулов через видимый центр солнечного диска. Однако перед тем, как повторяемость возмущений исчезла, одна из последовательностей наблюдалась в течение двух-трех оборотов при отсутствии флоккулов на низких широтах. Возможно и здесь была та же причина — пасмурная погода и одновременно неустойчивость флоккулов перед их переходом в высокие широты. Тем не менее нельзя пока исключить и ту возможность, что последние два-три оборота перед минимумом выброс корпускул происходит при отсутствии видимых деталей на поверхности Солнца. Этот вопрос требует дальнейшего тщательного изучения. Если бы указанный факт подтвердился, то это могло бы свидетельствовать о том, что яркое флоккулярное излучение является, как мы говорили, лишь «геометрическим индикатором» той области, из которой происходит радиальное истечение частиц. Однако этот факт имел бы в основном значение лишь для решения вопроса о механизме выброса частиц; он несколько не изменил бы того вывода, что главным источником М-возмущения являются флоккулы (за исключением указанных двух-трех оборотов перед минимумом).

Сразу же после момента минимума описанная закономерность не имеет уже места [1], и существенную роль начинают играть возмущения с внезапным началом, происхождение которых (за исключением ярких вспышек) пока еще не ясно. Правда, здесь определенную роль могут играть высокоширотные флоккулы, корпускулы из которых отклоняются магнитным полем пятен [1, 3].

В заключение авторы выражают благодарность П. В. Матвееву за большую помощь при выполнении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на верхнюю атмосферу Земли, сборник. Изд-во АН СССР, 1957.
 2. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 34, 120, 1957.
 3. H. Newton, A. Milson. J. Geophys. Res., 59, 203, 214, 1954.
 4. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР, 42, 117, 1944.
 5. Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 162, 1957.
 6. Г. А. Монин и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 7, 113, 1951.
 7. S. Chapman. M. N., 89, 456, 1929.
 8. А. П. Никольский. Terr. Magn., 52, 147, 1947.
 9. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 32, 177, 1955.
-

УСТАНОВКА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ
АТМОСФЕРНЫХ ПОМЕХ

А. Н. Абраменко

В статье описана изготовленная и работающая с 1955 г. в Крымской астрофизической обсерватории установка для регистрации напряженности поля атмосферных помех. Регистрация ведется на частотах 42, 37, 32, 27, 22 и 13 кгц методом непрерывной записи на самопишущих приборах.

A DEVICE FOR RECORDING THE FIELD STRENGTH OF ATMOSPHERICS, by A. N. Abramenko. — A device for recording the field strength of atmospherics constructed at the Crimean Astrophysical Observatory, is described. Work has been carried on with this device since 1955 on the following frequencies: 42, 37, 32, 27, 22 and 13 kc. The data are obtained by self-recording devices.

§ 1. Введение

Известно, что напряженность поля атмосферных помех (атмосфериков) имеет ярко выраженный суточный и сезонный ход и значительно возрастает при наличии вспышек на Солнце. Изучая изменения напряженности поля атмосфериков, вызываемые восходно-заходными явлениями и вспышками на Солнце, можно судить о состоянии нижних слоев ионосферы и воздействии на них процессов солнечной активности.

С этой целью в Крымской астрофизической обсерватории была сконструирована установка, позволяющая судить об изменении напряженности поля атмосфериков во времени в некотором участке диапазона низких частот.

Для усреднения колебаний амплитуды атмосфериков, а также для устранения искажения записи случайными импульсами местных помех, постоянная времени на выходе должна быть достаточно большой, порядка десятков секунд. Это не позволило применить для проектировавшейся установки один приемник с автоматическим перекрытием заданного диапазона частот и получения распределения интенсивности атмосфериков по частоте и во времени на экране панорамного индикатора и заставило конструировать ряд приемников, настроенных на определенные частоты.

Для облегчения сравнения записей, полученных на различных частотах, необходимо, чтобы приемники обладали одинаковой или отличающейся в целое число раз чувствительностью.

На основании этих, а также конструктивных соображений были выработаны следующие условия, которым должна была удовлетворять изготавливаемая аппаратура.

1. Установка должна содержать шесть приемников, настроенных на фиксированные частоты 42, 37, 32, 27, 22 и 13 кгц, а также самопишущие приборы для автоматической регистрации изменения уровня атмосфериков во времени.

2. Постоянная времени на выходе (усреднение амплитуд сигналов) должна быть равна 60 сек.

3. Чувствительность приемников должна быть такой, чтобы обеспечить запись атмосфериков на линейном участке характеристики приемников в любое время суток и года, причем коэффициент усиления должен оставаться постоянным не менее одного месяца.

4. Для исключения помех со стороны радиостанций, работающих на близких к выбранным частотам, полоса пропускания приемников должна быть возможно более узкой, порядка 300—400 гц.

5. Зависимость напряжения на выходе приемников от напряжения на входе должна отклоняться от линейной не более чем на 10% при изменении напряжения на входе на 24 дб.

§ 2. Описание аппаратуры

Установка для регистрации атмосфериков состоит из шести приемников, блока выпрямителя с контрольным усилителем и двух самопишущих приборов типа МСЦ-пр.

Всё это смонтировано на общей стойке, сваренной из углового железа, причем каждый приемник имеет свое гнездо.

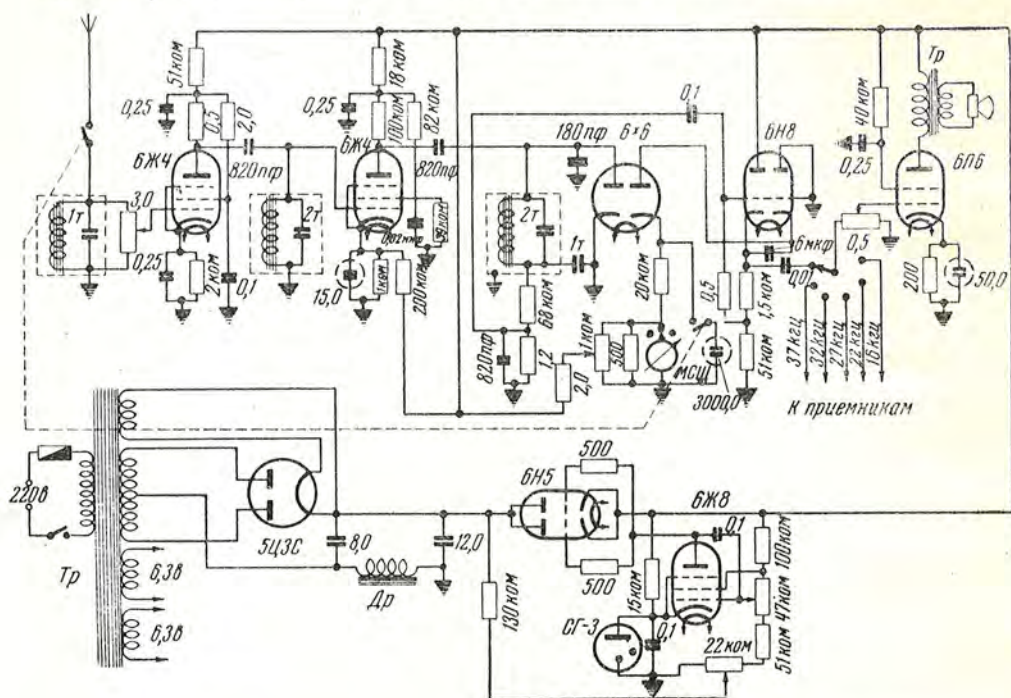
П р и е м н и к и. Схема и конструктивные данные всех приемников одни и те же, за исключением величин индуктивностей и емкостей контуров.

Приемники собраны по схеме прямого усиления (фиг. 1), каждый на отдельном шасси, и соединены с блоком питания кабелями с разъемами.

Задача получения узкой полосы пропускания при стабильном коэффициенте усиления оказалась не совсем простой. Применение различных фильтров на емкостях и сопротивлениях, узкополосных усилителей с отрицательной обратной связью и т. п. не оправдало себя из-за того, что при требуемой полосе пропускания не соблюдалось условие постоянства усиления. Контурные с многослойными и даже однослойными катушками, на ферромагнитных сердечниках стержневого типа и без них, тоже не обеспечивали необходимой для получения заданной полосы пропускания приемников добротности, особенно на частотах 37—42 кгц.

Хорошие результаты дало применение катушек с тороидальными сердечниками из альсифера, которые и были применены в окончательном варианте.

Каждый приемник имеет отдельную Г-образную антенну, являющуюся частью первого контура и вместе с ним настроенную на заданную рабочую частоту. Первые два каскада представляют обычный резонансный усилитель, собранный на лампах типа 6Ж4. В связи с тем, что напряженность поля атмосфериков на более низких из заданных частот значительно выше, чем на более высоких, в первом каскаде приемника применена потенциометрическая связь между входным контуром и лампой. Это позволяет установить для каждого приемника такую чувствительность,



Фиг. 1. Принципиальная схема приемника на 42 кгц и блока выпрямителя.

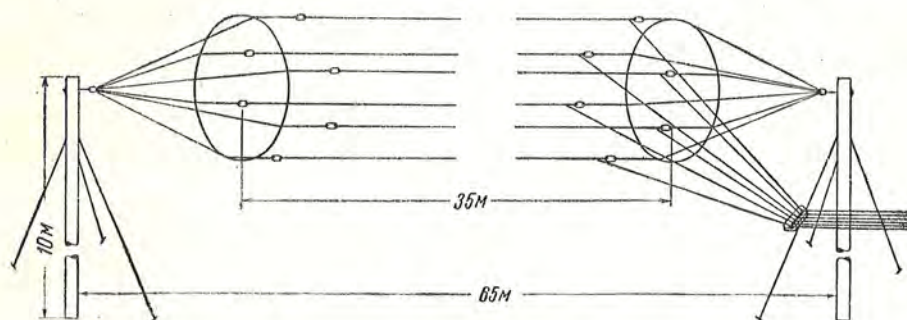
чтобы они работали на линейных участках своих характеристик и отличались друг от друга по усилению в целое число раз, что удобно для последующей обработки получаемых записей.

Левый диод лампы 6Х6 выполняет функцию детектора входящих сигналов, выделяя огибающую амплитуд атмосферных помех. С нагрузки детектора эти колебания подаются на левый триод лампы 6Н8, работающей в режиме катодного повторителя. Применение детектора перед катодным повторителем вызвано соображениями уменьшения паразитных связей между входом и выходом приемника. Усиленные по мощности колебания с катодного повторителя поступают на правый диод лампы 6Х6 и правый триод лампы 6Н8, включенный диодом. Эти лампы работают в схеме второго детектора, нагрузкой которого является интегрирующая цепочка и самопишущий прибор.

Особенностью схемы второго детектора является неравенство постоянной времени разряда и заряда интегрирующей емкости 3000 мкф: постоянная

ная времени разряда около 60 сек., а заряда 2—3 сек. Такое соотношение между временем разряда и заряда конденсатора оказалось наивыгоднейшим для четкой записи увеличения напряженности поля атмосфериков при вспышках на Солнце и устранения искажений записи местными случайными помехами.

Интересно отметить, что при малом соотношении времени разряда и заряда, например 2 : 1, приемник, судя по полученным экспериментальным записям, плохо реагирует на изменения напряженности поля атмосфериков, связанные с возникновением вспышки на Солнце, в то время как регистрация изменений атмосфериков при восходно-заходных



Фиг. 2. Эскиз антенной системы.

явлениях остается хорошей. Это наблюдается при примерно одинаковой продолжительности нарастания амплитуд как в том, так и в другом случае.

Запись «нулевой линии» для каждого приемника осуществляется при помощи переключателя, одновременно выключающего антенну и интегрирующую емкость (для быстрой установки уровня собственных шумов).

В связи с тем, что самописцы на одной ленте записывают работу трех приемников, желательно осуществлять смещение этих записей одна относительно другой, что достигается подачей на вход самописца дополнительного напряжения через потенциометр 1 ком.

Усилитель для слухового контроля смонтирован в одном блоке с выпрямителем и представляет собой обычный каскад усиления низкой частоты (на лампе 6П6), с динамическим громкоговорителем на выходе. При помощи специального переключателя вход усилителя может быть подключен к любому из приемников, чем осуществляется дополнительный контроль за их работой.

Выпрямитель собран по обычной схеме. В нем применена электронная стабилизация выпрямленного напряжения последовательного типа с управлением со стороны входа и со стороны выхода. Такая схема стабилизации обеспечивает постоянство напряжения на выходе при значительных изменениях тока и напряжения на входе, что крайне важно для сохранения постоянного коэффициента усиления приемников. Необходимое постоянство напряжения накала ламп обеспечивается применением феррорезонансного стабилизатора.

Антенная система установки (фиг. 2) подвешена на двух мачтах и представляет собой шесть отдельных Г-образных антенн, горизонтальные части которых натянуты между двумя кольцами на равных расстояниях одна от другой. Кольца имеют диаметр 2,5 м и выполнены из легкого дюралюминиевого уголка 12×12 мм. Такая конструкция антенной системы оказалась наиболее легкой, простой и надежной в эксплуатации и в то же время обеспечивающей достаточно малую связь между отдельными приемниками. Для устранения самовозбуждения, снижения к приемникам на половину своей длины были выполнены коаксиальным кабелем типа РК-1.

Регистрация уровня атмосфериков осуществляется двумя самопишущими приборами типа МСШ-пр с периодом записи 20 сек. Таким образом, через каждую минуту на ленту наносится точка, соответствующая напряженности поля атмосфериков на данной частоте. Запись ведется тремя цветами на бумажной ленте, равномерно протягиваемой со скоростью 20, 40 или 60 мм в час. Равномерность протягивания обеспечивается применением моторчика типа СД-2.

§ 3. Заключение

Испытанием аппаратуры было установлено, что технические условия в основном выполнены. Периодическая поверка показала, что с одним и тем же комплектом ламп при непрерывной работе в течение 6 месяцев чувствительность приемников меняется в пределах ошибок измерений, что обусловлено выбором облегченного режима ламп. Полоса пропускания для различных приемников различна (300—500 гц), что является некоторым недостатком, так как осложняет обработку получаемых записей.

Зависимость напряжения на выходе от напряжения на входе для всех приемников практически одинакова и отличается от линейной не более чем на 6% при изменениях показаний прибора на выходе от 5 до 95 делений при шкале в 110 делений, что соответствует изменению напряжения на выходе на 25,6 дб.

Предварительный анализ полученных экспериментальных материалов показал, что желательно расширить рабочий диапазон установки как в сторону более низких, так и более высоких частот.

В монтаже и налаживании настоящей установки большое участие принял ст. лаборант В. К. Пылев, которому автор считает своим долгом принести большую благодарность.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
РАДИОАТМОСФЕРИКОВ

Н. Н. Ерюшев

Приводятся предварительные результаты анализа экспериментальных данных распространения дальних атмосфериков, полученных методом регистрации интегральной интенсивности.

Рассматриваются суточные и сезонные изменения интенсивности атмосфериков. Приводится кривая зависимости относительной интенсивности атмосфериков от частоты. Отмечаются закономерности в поведении атмосфериков в утренние часы. Рассматриваются некоторые вопросы влияния солнечных вспышек на распространение атмосфериков.

SOME PROBLEMS OF THE PROPAGATION OF ATMOSPHERICS, by N. N. Eryushev. — Preliminary results of the analysis of experimental data on the propagation of distant atmospherics, obtained by the records of integral intensity, are given. The diurnal and seasonal variations of the intensity of atmospherics are considered. The curve showing the dependence of the relative intensity of atmospherics on frequency may be found in fig. 3 of the text. Regularities in the behaviour of atmospherics in the early morning hours are noted and some problems of the influence of solar flares on the propagation on atmospherics discussed.

§ 1. Вводные замечания

Изучение особенностей физического состояния ионосферы и методов ее исследования позволяет разделить всю ионосферу на две различающиеся по своему характеру области — нижнюю ионосферу (слой D и нижняя часть слоя E) и верхнюю ионосферу (слои F_1 и F_2). Слой E, представленный его максимумом ионизации, является переходным от одной области к другой.

Верхние слои ионосферы, имеющие высокую степень ионизации, ответственны за распространение более коротких радиоволн и изучаются обычно методом вертикального импульсного зондирования, который вследствие конструктивных трудностей (применение на низких частотах больших мощностей) не может широко применяться для исследования нижней ионосферы, играющей основную роль в распространении длинных и сверхдлинных радиоволн и оказывающей существенное влияние на распространение среднего и коротковолнового диапазона частот во время хромосферных вспышек на Солнце.

С целью изучения нижней ионосферы часто используются косвенные радиофизические методы, основанные на анализе характеристик распространения длинных и очень длинных радиоволн, падающих наклонно на ионосферу. Например, метод регистрации фазовых аномалий распространения длинных радиоволн позволяет делать заключения о вариациях «кажущейся» высоты отражения, поведении ее во время возмущений и т. д. Однако этот метод требует наличия передающего центра, что, в свою очередь, не всегда возможно иметь.

В качестве одного из наиболее простых в осуществлении методов экспериментального исследования нижней ионосферы может служить метод изучения особенностей распространения дальних атмосферных разрядов (атмосфериков), изучение которых, в свою очередь, может производиться либо методом анализа форм отдельных атмосфериков [1] (широкополосный прием), либо методом регистрации интенсивности [2] (узкополосный прием).

Систематическая регистрация интегральной интенсивности атмосфериков позволяет судить о некоторых общих закономерностях распространения длинных и сверхдлинных радиоволн. Поскольку эти закономерности определяются главным образом состоянием нижней ионосферы, они представляют возможность изучения как регулярных изменений состояния нижней ионосферы (во время восхода и захода Солнца), так и аномальных ее изменений (эффект солнечных вспышек и т. д.). Существенную роль при этом играет определение направления и расстояния до источника атмосфериков.

С целью изучения влияния эффектов солнечной деятельности на нижнюю ионосферу в Крымской астрофизической обсерватории с 1955 г. начаты систематические регистрации [3] интегральной интенсивности атмосфериков на шести частотах: 42, 37, 32, 27, 22 и 13 кгц.

В настоящей работе приводятся предварительные результаты анализа полученных записей.

§ 2. Общие закономерности

Анализ записей интенсивности атмосфериков за длительный (более года) период времени позволил сделать ряд выводов относительно некоторых общих регулярных особенностей.

Эти регулярные особенности выявляются в суточных и сезонных изменениях уровня атмосфериков, а также в некоторых явлениях, связанных с восходным эффектом в нижней ионосфере.

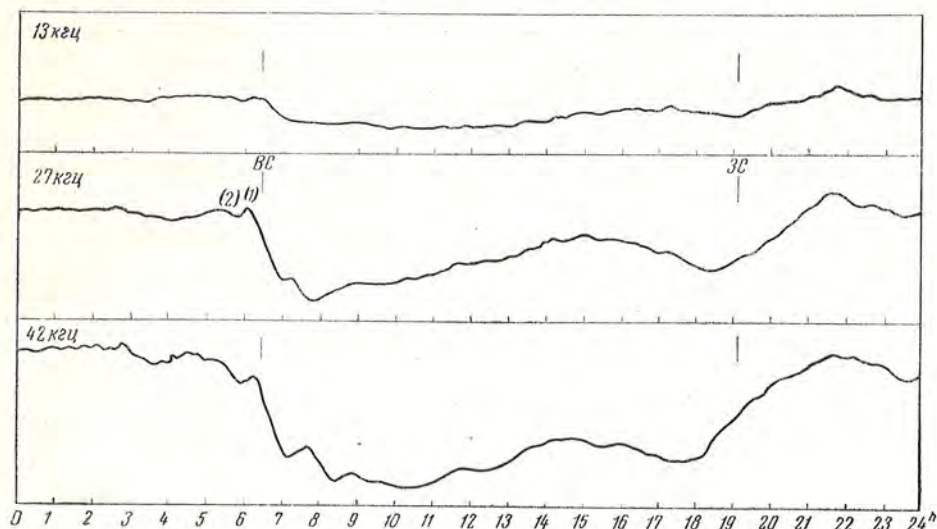
Суточные изменения. Образцы типичных записей суточного хода интегральной интенсивности атмосфериков на частотах 42, 27 и 13 кгц приведены на фиг. 1.

Известно, что ответственными за распространение дальних атмосфериков являются ночью E-, а днем D-слои ионосферы. Появление днем слоя D вызывает уменьшение интенсивности атмосфериков, обусловленное увеличением поглощения в этой области.

Нормальный суточный ход атмосфериков характеризуется понижением интенсивности в моменты восхода и захода Солнца, а также повышением в послеполуденное время, причем характер суточного хода имеет заметную зависимость от частоты.

Характер общего хода атмосфериков в дневное время определенным образом изменяется по мере перехода от зимних условий к летним. Так, послеполуденное увеличение интенсивности выражено более четко в летние месяцы, чем в зимние.

Наряду с отмеченными явлениями, на кривой суточного хода регулярно появляется несколько максимумов и минимумов. Например, пере-



Фиг. 1. Образцы записей интегральной интенсивности атмосфериков на частотах 42, 27 и 13 кгц 30 марта 1956 г.

ход от ночи к дню сопровождается резким понижением интенсивности, момент начала которого определяется максимумом (1) (см. фиг. 1); последнему обычно предшествует минимум (2). Существует также ряд других более или менее аномальных явлений, которые проявляются преимущественно в утренние часы и на более высоких частотах рассматриваемого диапазона. Следует отметить, что амплитуда флуктуации интенсивности атмосфериков в ночное время обычно больше, чем в дневное.

Сезонные изменения. Различие в интенсивности атмосфериков в разные периоды года обусловлено существованием сезонных изменений, которые определяются как изменением условий распространения длинных волн, так и колебаниями грозовой деятельности при переходе от зимних условий к летним.

Наличие сезонных изменений наиболее наглядно может быть представлено коэффициентом $R = \frac{E_d}{E_n}$, равным отношению среднедневной интенсивности к среднenoчной интенсивности поля атмосфериков.

Усредненные по нескольким дням кривые изменения величины R в зависимости от частоты представлены на фиг. 2. Из фиг. 2 видно, что наиболее сильные изменения испытывает кривая 2 для зимнего периода, причем в интервале частот 22—32 кгц наблюдается резкое уменьшение величины R . Кривая 1 для летнего периода изменяется более плавно. Во всем интервале частот, кроме частоты $f=22$ кгц $R_{(1)} > R_{(2)}$. Максимальное значение $R_{\max} \approx 0.75$ лежит в области частоты $f=22$ кгц для кривой 2 и в интервале частот 13—22 кгц для кривой 1. Кривая 3, построенная для весеннего дня, является как бы переходной от кривой 1 к кривой 2, ее максимум лежит также вблизи частоты $f=22$ кгц. Полученные данные для величины R подтверждаются данными, приведенными в работе [2], где было найдено, что максимальное значение величины $R_{\max} \approx 0.4$ лежит в интервале частот от 10 до 20 кгц и резко падает для частот ниже 10 кгц.

Различие максимальных значений $R_{\max}$, по-видимому, обусловлено отличием общих условий распространения атмосфериков.

Ч а с т о т н а я з а в и с и м о с т ь. Если в непосредственной близости от источника атмосферика поле излучения равно $A \varphi(f)$, где A пропорционально интенсивности источника, а $\varphi(f)$ спектральная плотность поля, то на расстоянии r от источника, с учетом затухания при распространении, получим [4]

$$E(f, r) = \frac{A}{r} \varphi(f) \rho(f, r),$$

где $\rho(f, r)$ — функция ослабления волны, определяющая частотные свойства среды.

Таким образом «спектр» атмосферика в месте приема будет зависеть от «спектра» источника $\varphi(f)$ в месте его возникновения, интенсивности его и от частотных свойств среды, в которой он распространяется. Чтобы найти функцию $\rho(f, r)$, необходимо знать абсолютные значения A и $\varphi(f)$, что не представляется возможным.

Однако, изучая зависимость $E(f, r)$ от частоты или расстояния, можно получить относительное изменение функции $\rho(f, r)$.

Итак, для разных частот $f_0, f_1, f_2, \dots, f_n$

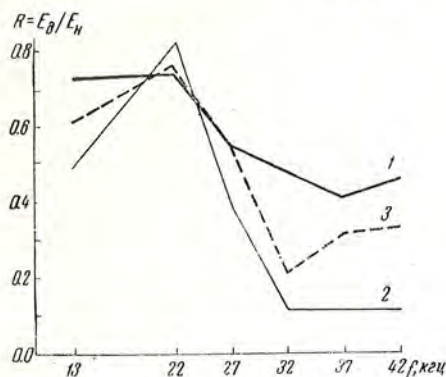
$$\frac{E(f_n, r)}{E(f_0, r)} = \frac{\varphi(f_n)}{\varphi(f_0)} \frac{\rho(f_n, r)}{\rho(f_0, r)}.$$

И если принять [1], что спектры различных атмосфериков в месте возникновения незначительно отличаются один от другого и функция $\varphi(f)$, по крайней мере для рассматриваемого нами диапазона, меняется мало, то отношение $\frac{E(f_n, r)}{E(f_0, r)}$ в месте приема будет характеризовать относительные частотные свойства среды, в которой распространяются атмосферика. На фиг. 3 приведена усредненная по 24 дням, взятым за период времени около года, кривая изменения $\frac{E(f)}{E(f_0)}$ в зависимости от частоты. Измерения производились в интервалах времени 11—13 часов для всех дней. ●

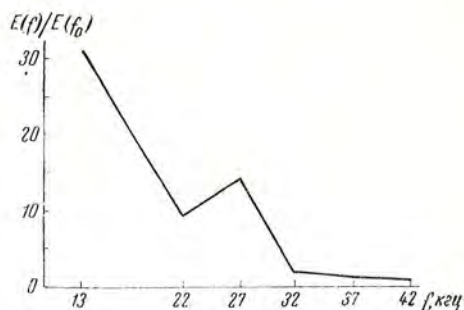
В качестве частоты, по отношению к которой определялись изменения на других частотах, была выбрана $f_0=42$ кГц. К сожалению, расстояние до источника не было известно и поэтому не учитывалось*.

Общий ход кривой согласуется с данными, полученными методом гармонического анализа [1]. Особенностью полученной кривой является наличие максимума на частоте $f=27$ кГц.

Метод узкополосного приема позволяет легко получать временной ход изменения величины $\frac{E(f)}{E(f_0)}$. Как видно из кривых фиг. 4, построенных



Фиг. 2. Зависимость $R = \frac{E_d}{E_n}$ от частоты.



Фиг. 3. Относительные изменения величины $\frac{E(f)}{E(f_0)}$ в зависимости от частоты.

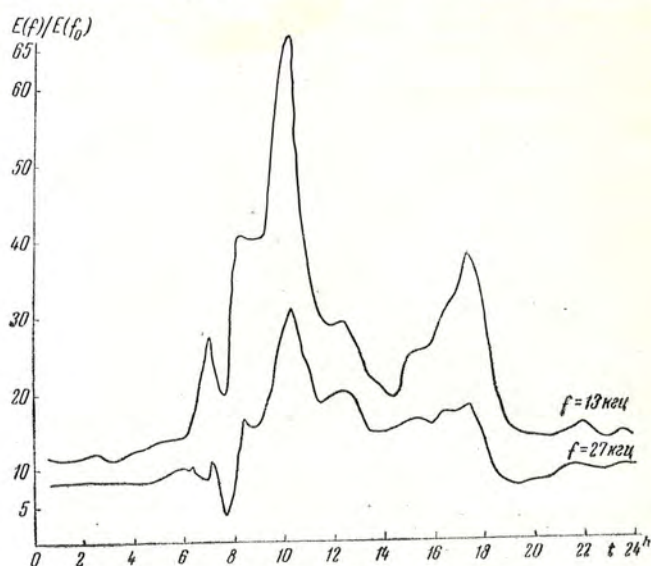
для частот 13 и 27 кГц и $f_0=42$ кГц, изменения $\frac{E(f)}{E(f_0)}$ носят определенный характер в течение суток. В утреннее время, когда обычно наблюдается наименьший уровень интенсивности, а также во время вечернего минимума имеют место наибольшие отклонения для обеих частот по отношению к частоте 42 кГц. При этом наименьшие отклонения соответствуют примерно 14 часам. Подробное изучение суточного хода величины $\frac{E(f)}{E(f_0)}$ может представить интерес при решении общих вопросов, связанных с дневными изменениями нижней ионосферы.

Восходящие явления. При рассмотрении суточных изменений было отмечено, что вблизи момента восхода Солнца интенсивность атмосферных помех испытывает резкие изменения, сопровождающиеся рядом закономерных явлений, к которым относятся максимум (1) и минимум (2), (фиг. 1). Регулярность их появления дает основание предполагать, что они связаны с определенными изменениями состояния области нижней ионосферы, ответственной за распространение атмосфериков.

Поэтому наряду с общими исследованиями атмосфериков в период восхода Солнца, представляет также интерес изучение отдельных закономерных явлений этого промежутка времени, в частности, максимума (1) и минимума (2). С этой целью было проведено определение моментов

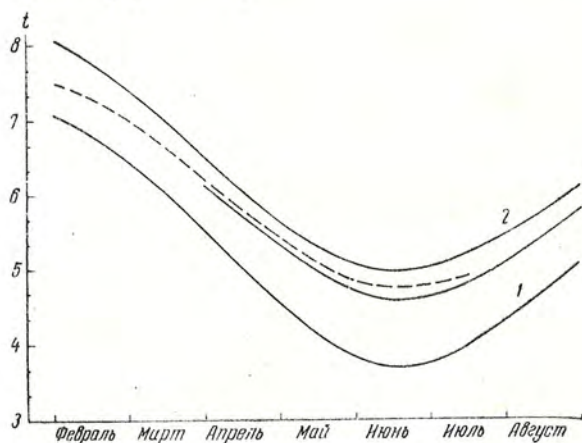
* При этом допускалось, что $r = \text{const}$ (по крайней мере в течение каждого цикла измерений).

появления максимума (1) и изучено в общем поведение минимума (2) в течение периодов февраль—июнь 1955 г. и апрель—август 1956 г. Усредненные результаты данных для максимума (1) представлены на фиг. 5. На этом же графике нанесены сезонные изменения момента



Фиг. 4. Суточный ход изменения отношения $\frac{E(f)}{E(f_0)}$ для частот 13 и 27 кгц и $f_0=42$ кгц

восхода Солнца на уровне 100 км над поверхностью Земли (кривая 1) и на уровне Земли (кривая 2).



Фиг. 5. Сезонный ход момента появления максимума (1) для частоты 27 кгц: пунктирная кривая для 1955 г., сплошная — для 1956 г.

Из графика видно, что появление максимума всегда происходит до восхода Солнца на поверхности Земли, но после восхода Солнца — на высотах 100 км над поверхностью Земли.

При этом кривые для момента появления максимума хорошо следуют за восходной кривой на уровне Земли, опережая последнюю по времени в среднем на 20 мин. Время появления максимума соответствует примерно восходу Солнца на высоте около 10 км.

В закономерности существования минимума (2) вряд ли можно сомневаться, хотя определение момента его появления сильно затруднено размытостью его формы, которая связана с большим уровнем флуктуаций интенсивности атмосфериков в ночное время. Характер образования этого минимума соответствует неглубокому спаду интенсивности атмосфериков; в среднем момент его начала грубо соответствует времени восхода Солнца на уровне 250—400 км, т. е. положению Солнца на 15—20° ниже горизонта.

На основании сказанного можно предположить, что появление описанных максимума и минимума в утренние часы связано с изменениями условий распространения атмосфериков, обусловленных восходными изменениями в нижней ионосфере. По-видимому, можно также предполагать, что эти два явления (максимум и минимум) обусловлены совершенно различного характера процессами в ионосфере.

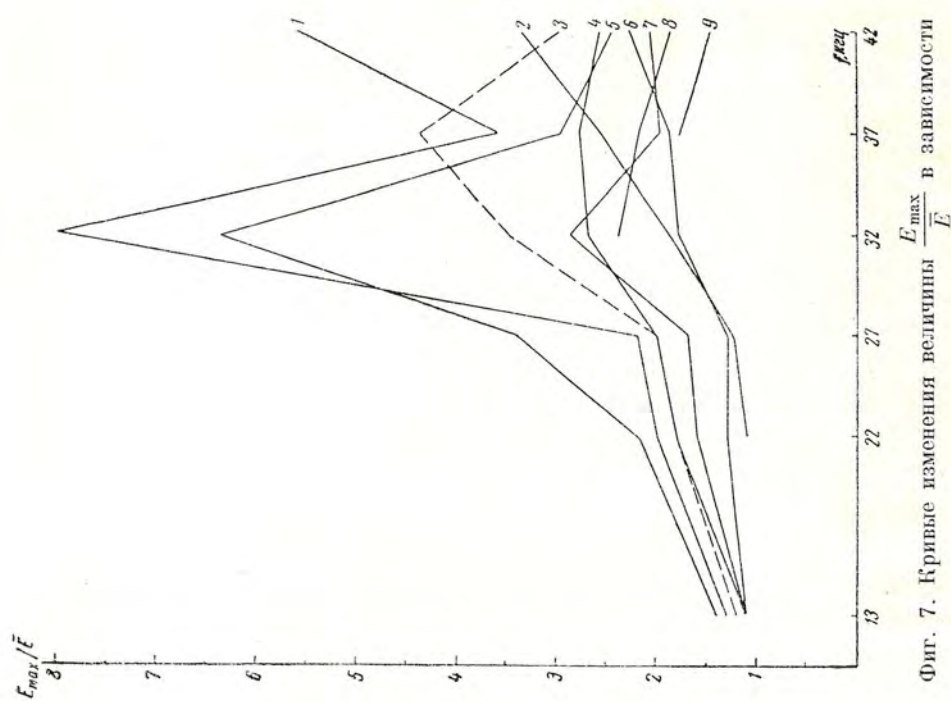
§ 3. Аномальные явления (вспышки)

Известно, что во время хромосферных вспышек на Солнце происходят внезапные нарушения (возмущения) состояния ионосферы, влекущие за собой ослабление (а при сильных вспышках полное исчезновение) отраженных радиосигналов на коротких и средних волнах. Это объясняется [5] тем, что во время хромосферной вспышки происходит значительное увеличение ионизации слоя D и, вследствие большого числа соударений электронов и ионов с нейтральными частицами в этой области, происходит увеличение поглощения коротких и средних волн и в то же время создаются более благоприятные условия для распространения длинных волн.

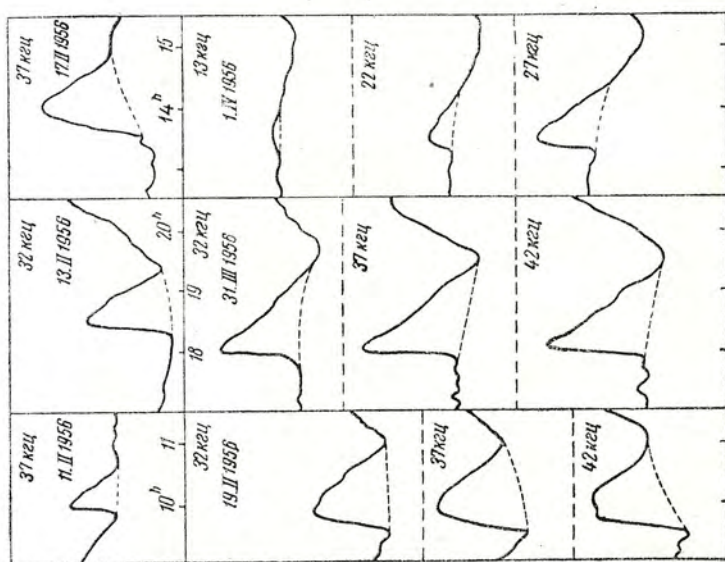
Характерной особенностью влияния солнечных вспышек также является увеличение интенсивности атмосферных помех (атмосфериков) в низкочастотном диапазоне. В связи с этим атмосферники находят [6] применение при изучении эффектов влияния солнечных вспышек на нижнюю ионосферу, причем непрерывную регистрацию атмосфериков можно вести в широком диапазоне частот в течение всего времени развития вспышек. Записи атмосфериков во время солнечных вспышек приведены на фиг. 6.

Интенсивность атмосфериков на различных длинах волн по-разному реагирует на хромосферные вспышки.

На фиг. 7 приведены кривые изменения $\frac{E_{\max}}{E}$ в зависимости от частоты для девяти вспышек ($E_{\max}$ — максимальное значение интенсивности поля в течение развития вспышки, $\bar{E}$ — средняя интенсивность до и после вспышки). Из этих кривых видно, что максимальное возрастание интенсивности наблюдается в области частот 32—37 кгц. Постепенное умень-



Фиг. 7. Кривые изменения величины $\frac{E_{\max}}{f_o}$ в зависимости от частоты.



Фиг. 6. Записи атмосфериков во время хромо-сферных вспышек на Солнце.

шение влияния вспышек наблюдается ниже частоты 27 кГц, причем следует отметить, что для частоты $f=13$ кГц отношение $\frac{E_{\max}}{E}$ для всех случаев больше единицы. В работе [2] отмечено, что на частоте $f < 10$ кГц наблюдается сильное уменьшение интенсивности во время вспышки. Отсюда следует, что область частоты 13 кГц является граничной частотой, на которой еще может наблюдаться возрастание интенсивности.

В связи с этим также следует указать на различный характер воздействия различных вспышек, особенно в интервале частот 32—42 кГц.

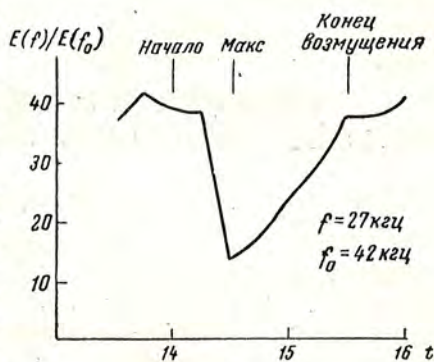
При изучении влияния хромосферных вспышек на нижнюю ионосферу также представит интерес изучение «спектра» атмосфериков в течение развития вспышки. На фиг. 8 приведена кривая изменения отношения $\frac{E(f)}{E(f_0)}$ для частоты $f=27$ кГц и $f_0=42$ кГц во время вспышки. Из фиг. 8 видно, что во время вспышки происходит резкое уменьшение величины

$\frac{E(f)}{E(f_0)}$ (это следует также из фиг. 7). Если считать, что эти изменения обусловлены увеличением ионизации в слое D, то детальное изучение их в более широком диапазоне частот с учетом данных для невозмущенных периодов может позволить выявить ряд общих закономерностей в поведении нижней ионосферы в течение дня. Однако такая работа пока еще не проводилась.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить Н. А. Савича за повседневное внимание к работе и большую помощь, а также профессора А. Б. Северного за обсуждение данной статьи и советы. Также считаю необходимым поблагодарить Ю. И. Виноградова за помощь в обработке материала.

Л и т е р а т у р а

1. Я. Л. Альперт, С. В. Бородин. Радиотехника и электроника. 3, 293, 1956.
2. Ф. Гарднер. Проблемы современной физики, вып. 6, 84, 1951.
3. А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 182, 1957.
4. П. Боуе. Проблемы современной физики, вып. 5, 115, 1953.
5. С. К. Митра. Верхняя атмосфера. ИЛ, 1955.
6. M. A. Ellison. J. Atm. Terr. Phys., 4, № 4/5, 226, 1953.



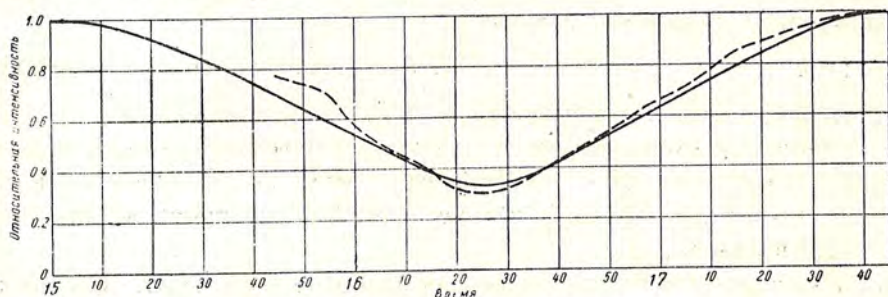
Фиг. 8. Изменение отношения $\frac{E(f)}{E(f_0)}$ для частоты $f=27$ кГц и $f_0=42$ кГц во время солнечной вспышки 17 февраля 1956 г.

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 30 ИЮНЯ 1954 года

И. Г. Моисеев

OBSERVATIONS OF SOLAR RADIO EMISSION DURING THE SOLAR ECLIPSE OF JUNE 30, 1954, by I. G. Moiseyev. — The results of observations of solar radio emission at $\lambda=1.5$ show the changes of its intensity during the eclipse, which may be connected with the dark filaments and flocculae on the disk,

В Крымской астрофизической обсерватории произведена запись радиоизлучения Солнца во время солнечного затмения 30 июня 1954 г.



Фиг. 1. Кривая затмения:

пунктирная линия — результаты наблюдений; сплошная линия — расчетная кривая затмения однородного диска диаметром в 1.3 диаметра Солнца.

в Симеизе, где первый и последний оптические контакты произошли в 15 час. 15 мин. и 17 час. 32 мин., а наибольшее покрытие (с фазой 0.92) в 16 час. 32 мин. (по московскому времени).

Запись производилась на установке с синфазной многовибраторной антенной, имеющей ширину диаграммы направленности по половинной мощности 11° в одной плоскости и 22° — в другой. Приемник установки супергетеродинного типа с шириной полосы пропускания усилителя промежуточной полосы в 2.5 Мгц.

Выделение радиоизлучения из шумов приемника производилось компенсационным способом. Запись осуществлялась при постоянной времени в 1 сек. самопишущим милливольтметром СГ на бумажной ленте,двигающейся со скоростью 100 мм/час. Линейность устройства проверялась при

помощи диодного генератора шумов. Контроль измерений производился отведением антенны от Солнца и направлением ее в одну и ту же точку неба, температура которой принималась постоянной. Кривая изменения радиоизлучения Солнца во время затмения показана на фиг. 1. Сильная гроза над местом наблюдений с 14 час. 30 мин. до 15 час. 40 мин. сделала ненадежной запись радиоизлучения в это время и этот участок кривой на графике не показан. На фиг. 1 помещена также расчетная кривая затмения однородного диска диаметром в 1.3 диаметра Солнца. Некоторые неравномерности хода затменной кривой около 15 час. 55 мин., 16 час. 20 мин. и 17 час. 15 мин., возможно, связаны с закрытием и открытием Луной протуберанца (W , $\varphi = +43^\circ$) и волокон ($\varphi_1 = +48^\circ$, $L_1 = 151^\circ$ и $\varphi_2 = +41^\circ$, $L_2 = 149^\circ$), время закрытия и открытия которых примерно совпадает со временем этих неравномерностей.

О ВОЗМОЖНОЙ АНИЗОТРОПИИ СКОРОСТЕЙ ОБЛАКОВ
МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА

С. Б. Пикельнер, Л. П. Метик

Магнитное поле спиральных рукавов должно влиять на движение межзвездного газа, уменьшая среднюю дисперсию скоростей в направлении поперек поля. Выбраны три участка в пределах $\pm 20^\circ$ от галактического экватора в направлении, перпендикулярном рукаву (Кассиопея — Персей), параллельном тому же рукаву (Лебедь) и параллельном рукаву в Стрельце. Скорости межзвездных облаков, взятые из каталога Адамса, исправлены за галактическое вращение и нанесены на фиг. 1. Быстрые компоненты показывают большую дисперсию скоростей вдоль рукавов, чем поперек, что подтверждает влияние поля на движение газа.

Рассмотрение медленных компонентов в направлениях вдоль рукавов показывает, что основная масса газа не имеет заметного систематического движения вдоль рукавов.

ON THE ANISOTROPY OF VELOCITIES OF INTERSTELLAR GAS CLOUDS, by S. B. Pickelner and L. P. Metik. — The magnetic field of the spiral arms must influence the motion of interstellar gas, decreasing mean dispersion of velocities in the direction across the field. Three areas in the range $\pm 20^\circ$ from the galactic equator were chosen in the directions 1) perpendicular to the arm (Cassiopeia-Perseus), 2) parallel to the same arm (Cygnus), and 3) parallel to the arm in Sagittarius. Interstellar clouds velocities taken from Adam's catalogue were corrected for galactic rotation and are given in fig. 1. Fast components show greater dispersion of velocities along the arms than across them, which confirms the influence of the field on the motion of gas.

The analysis of slow components in the directions along the arms show that the bulk of gas is not characterized by significant systematic movement along the arms.

Данные о поляризации света звезд, если объяснять последнюю ориентирующим действием магнитного поля на пылинки [1], позволили сделать вывод о том, что поле в рукавах спирали сравнительно однородно и направлено вдоль рукавов [2, 3]. Из дисперсии направлений плоскости поляризации, считая, что отклонения магнитного поля рукавов от среднего положения вызваны движением облаков газа, было рассчитано, что напряженность поля $H \approx 6 \cdot 10^{-6}$ эрстед [2], а более точные данные наблюдений дали для H значение $\approx 10^{-5}$ [4]. Такая оценка исходит из предположения, что кинетическая энергия облаков переходит в энергию индуцированного магнитного поля и обратно, причем средние значения этих энергий примерно равны. Сравнительно небольшая дисперсия углов плоскости поляризации (0.1—0.15 радиана) означает, что индуцированное поле меньше,

чем внешнее поле, т. е. что плотность кинетической энергии большинства облаков меньше, чем плотность магнитной энергии поля рукавов. Энергия внутренних движений в облаках также должна незначительно деформировать поле, так как иначе облако не поляризовало бы свет.

Независимое и более непосредственное доказательство того, что поле рукавов действительно контролирует внутренние движения, дали наблюдения вытянутых туманностей [5]. Сопоставление направлений вытянутости и плоскости поляризации явилось очень сильным аргументом в пользу представления о магнитном поле рукавов как о причине обоих явлений [6].

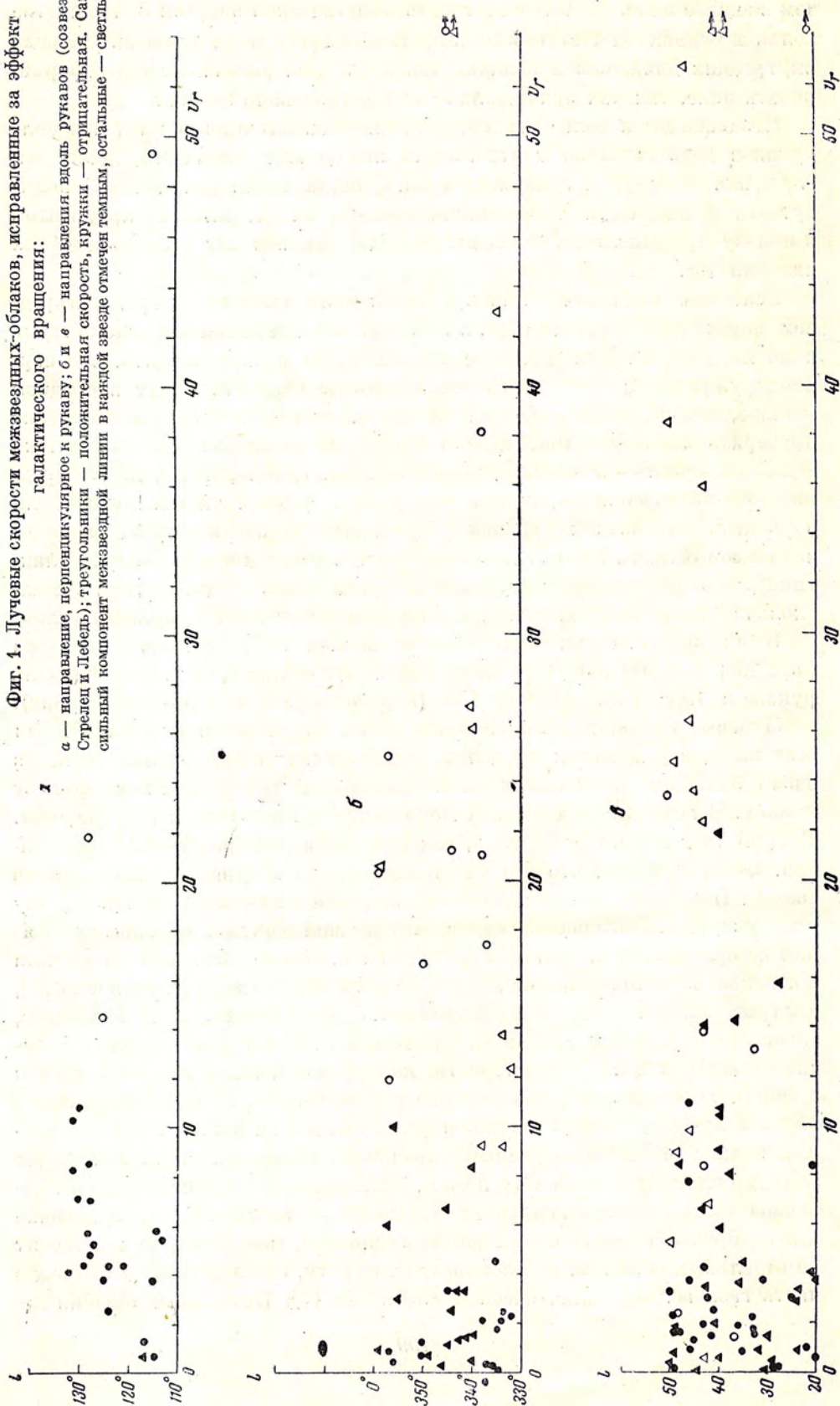
Если при движении облаков поперек поля половина энергии, в среднем, переходит в энергию поля, в то время как при движении облака вдоль поля индуцированных полей не возникает, то можно ожидать, что перпендикулярные к оси рукава составляющие скорости будут в среднем меньше, чем параллельные составляющие. Этот факт было бы интересно проверить наблюдениями, однако последние дают для облаков только один компонент — лучевую скорость. Если, однако, принять, что средние кинематические характеристики газа в разных частях рукава или в разных, но близких рукавах различаются не очень сильно (размеры изучаемой области значительно меньше, чем расстояние до центра Галактики), то можно сравнить лучевые скорости облаков там, где луч зрения скользит вдоль рукава, и там, где он пересекает его под прямым углом.

Были выбраны три такие области вблизи галактического экватора ($|b| < 20^\circ$): l от 300 до 0° (луч вдоль рукава в Стрельце), l от 20 до 50° (вдоль рукава в Лебеде) и l от 100 до 130° (перпендикулярно к тому же рукаву).

Лучевые скорости облаков были взяты из каталога Адамса [7] для всех звезд в указанных пределах, кроме тех, которые расположены на очень больших расстояниях и, по-видимому, принадлежат к другому рукаву. В каталоге Адамса не учтено влияние галактического вращения. Точный учет его затруднителен, так как неизвестно расстояние до облаков. Было принято, что это расстояние равно половине расстояния до звезды. Последнее можно оценить по видимой величине и спектральному классу звезды. Поглощение не вносит большой ошибки, так как расстояния не превышают нескольких сот парсеков. Кроме того, ошибка неучета поглощения частично компенсирует то обстоятельство, что, согласно [8], быстрые облака, которые представляют больший интерес, по-видимому, связаны со звездой и находятся ближе к ней, чем к наблюдателю. Величина поправок к лучевой скорости, как правило, была меньше 5 км/сек и ошибка, по-видимому, тоже меньше этой величины. Исправленные таким образом лучевые скорости облаков представлены на фиг. 1. Скорости разных знаков обозначены разными значками. Скорость, соответствующая самому сильному компоненту линии, наблюдаемой в спектре звезды, отмечена темным значком, скорости остальных — светлым. Такое разделение целесообразно потому, что первый компонент, возможно, принадлежит не отдельным облакам, а сплошному субстрату, составляющему большую часть газа вблизи галактической плоскости [9]. Возможные ошибки де-

Фиг. 1. Лучевые скорости межзвездных облаков, исправленные за эффект галактического вращения:

α — направление, перпендикулярное к рукаву; δ и ϵ — направления вдоль рукавов (созвездия Стрелец и Лебедь); треугольники — поперечная скорость, кружки — отрицательная. Самый сильный компонент межзвездной линии в каждой звезде отмечен темным, остальные — светлыми.



дают малонадежными значения скорости до 6—8 км/сек. Более быстрые компоненты показывают хорошо заметное предпочтение движению вдоль рукава.

Несколько точек на фиг. 1, *a*, расположенных около $l=130^\circ$ и соответствующих скорости +7 — +11 км/сек, относятся к группе звезд около ζ Персея, удаляющихся от Солнца со скоростью +13 — +18 км/сек.

Газ удаляется от этих звезд со скоростью около 6—7 км/сек, в соответствии с закономерностью, отмеченной в [8].

Фиг. 1 в общем подтверждает, что движения поперек рукавов происходят, по-видимому, медленнее, чем вдоль рукавов. Если отбросить несколько точек с самыми большими скоростями, то эффект анизотропии скоростей выявляется еще резче.

Данные фиг. 1 можно использовать и для другой цели. В последнее время, в связи с интерпретацией наблюдений Галактики на волне 21 см, были высказаны взгляды, что газ движется вдоль рукавов, в направлении от центра, со скоростью 15—20 км/сек [10, 11]. Это должно было бы отразиться на фиг. 1, *b* и 1, *c* на знаке сильных медленных компонентов линий, характеризующих основную массу газа. Между тем какой-либо заметной асимметрии скоростей не видно. Возможные ошибки в пределах 5 км/сек не изменят результата количественно, во всяком случае направленная скорость, по-видимому, меньше 5 км/сек. Что касается асимметрии знаков быстрых компонентов, особенно на фиг. 1, *c*, то она была объяснена [8], тем, что быстрые облака, по-видимому, ускоряются звездой, в спектре которой наблюдаются линии, так что их движения нельзя считать случайными.

Л и т е р а т у р а

1. L. Davis, J. L. Greenstein. *Ap. J.*, 114, 206, 1951.
2. S. Chandrasekhar, E. Fermi. *Ap. J.*, 118, 113, 1953.
3. A. A. Hoag. *A. J.*, 58, 42, 1953.
4. G. Stranahan. *Ap. J.*, 119, 465, 1954.
5. Г. А. Шайн. *Астр. журн.*, 32, 110, 1955.
6. Г. А. Шайн. *Астр. журн.*, 32, 381, 1955; 33, 210, 469, 1956.
7. W. Adams. *Ap. J.*, 109, 335, 1949.
8. L. Searle. *Ap. J.*, 116, 650, 1952.
9. B. Donn. *A. J.*, 60, 237, 1955.
10. F. Edmondson. *A. J.*, 60, 160, 1955.
11. V. C. Rubin. *A. J.*, 60, 177, 1955.

Известия
Крымской астрофизической
обсерватории
Том XVIII

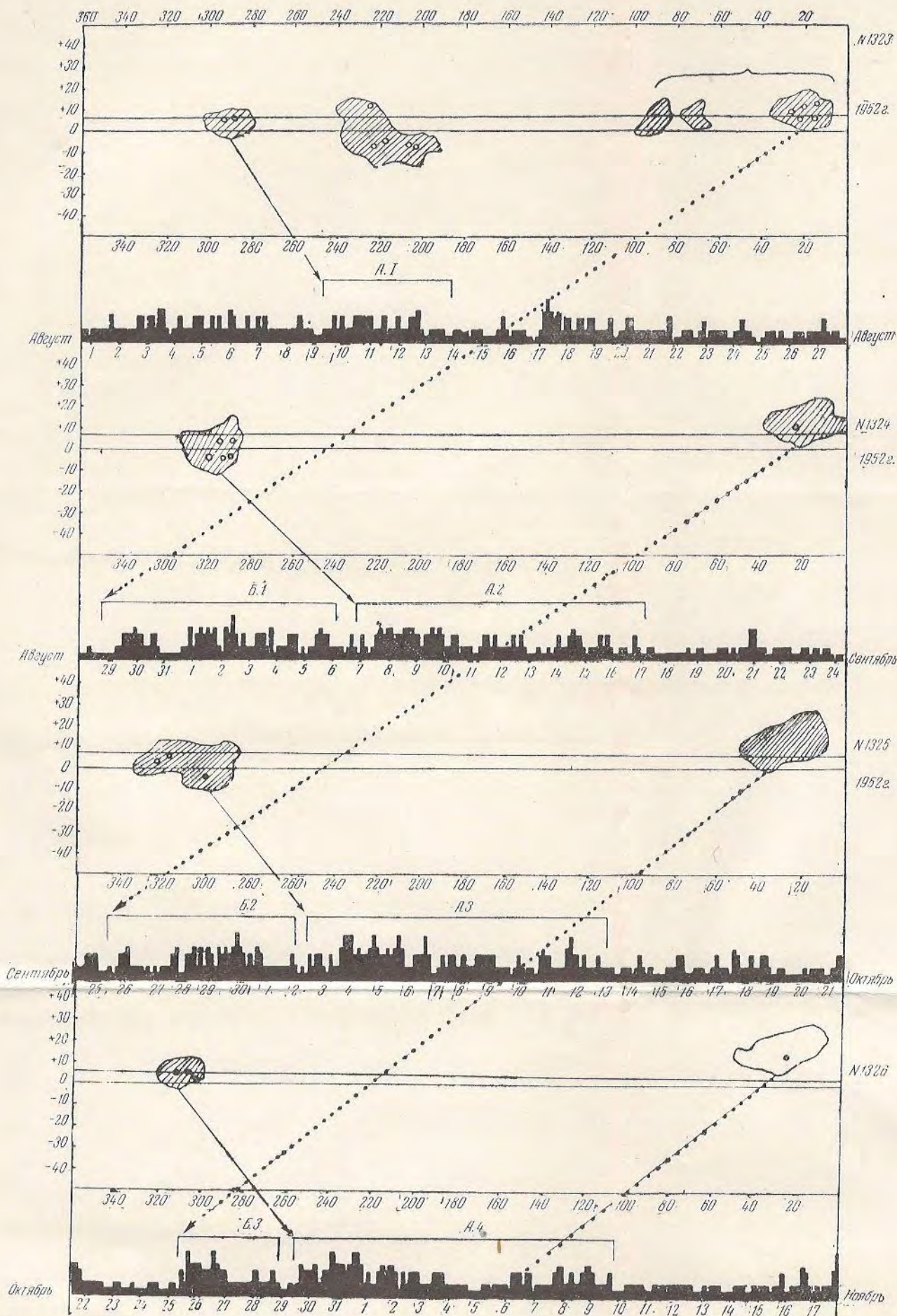
*
Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

*
Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор Е. В. Макуни

*
РИСО АН СССР № 12—11В. Сдано в набор
7/VIII 1957 г. Подписано к печати 24/I 1958 г.
Формат 70×108¹/₁₆. 12,75 = 17,46 усл. печ. л.+19 вкл.
20,7 уч.-издат. л. Тираж 1400 экз. Т-00245.
Изд. № 2460. Тип. зак. № 271

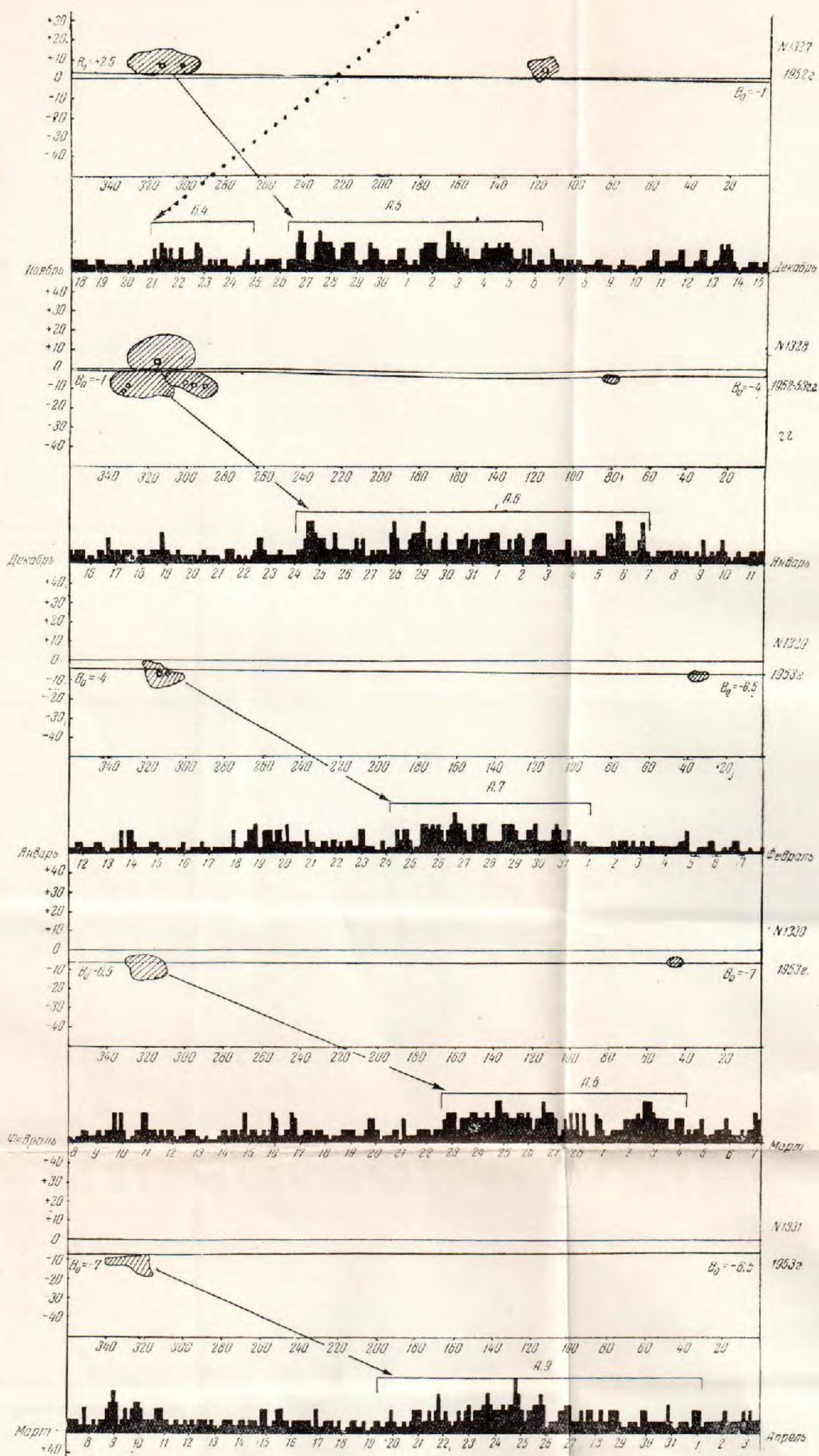
Бесплатно

*
Издательство Академии наук СССР
Москва Б-64, Подсосенский пер., 21
1-я типография Издательства АН СССР
Ленинград, В. О., 9 линия, дом 12

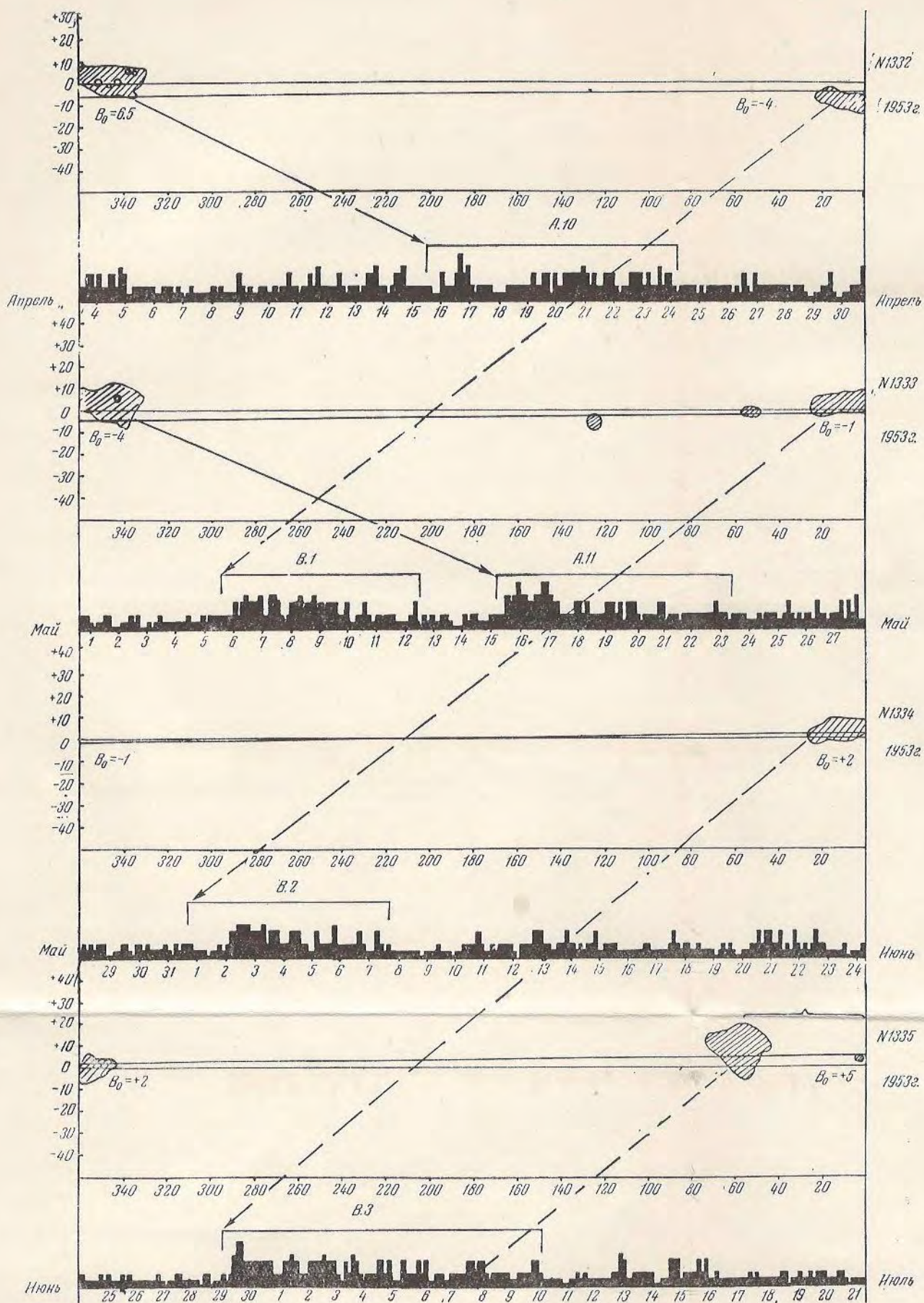


Фиг. 22а. Сводная синоптическая карта Солнца.*

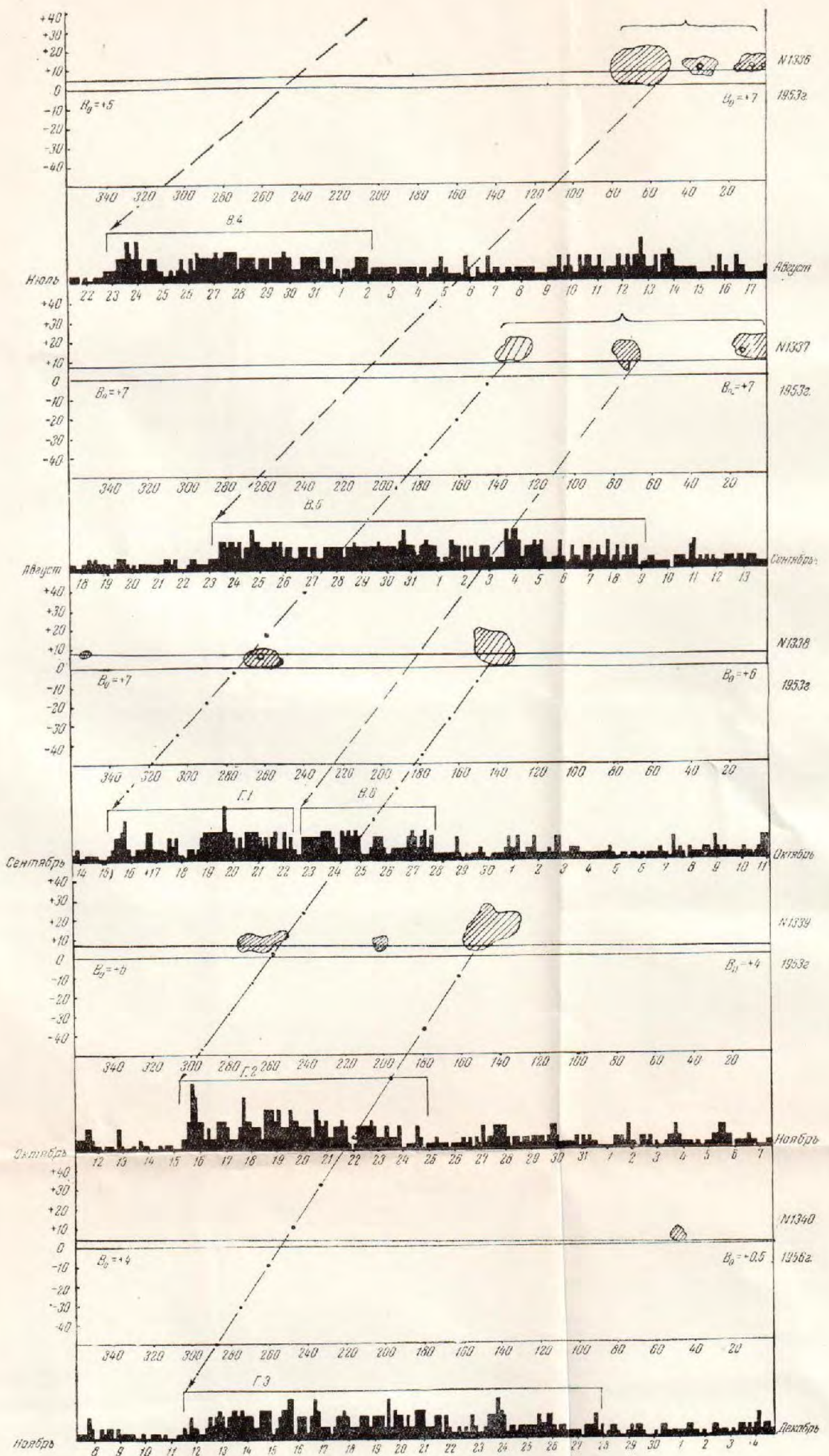
* Вкладыш из четырех частей.



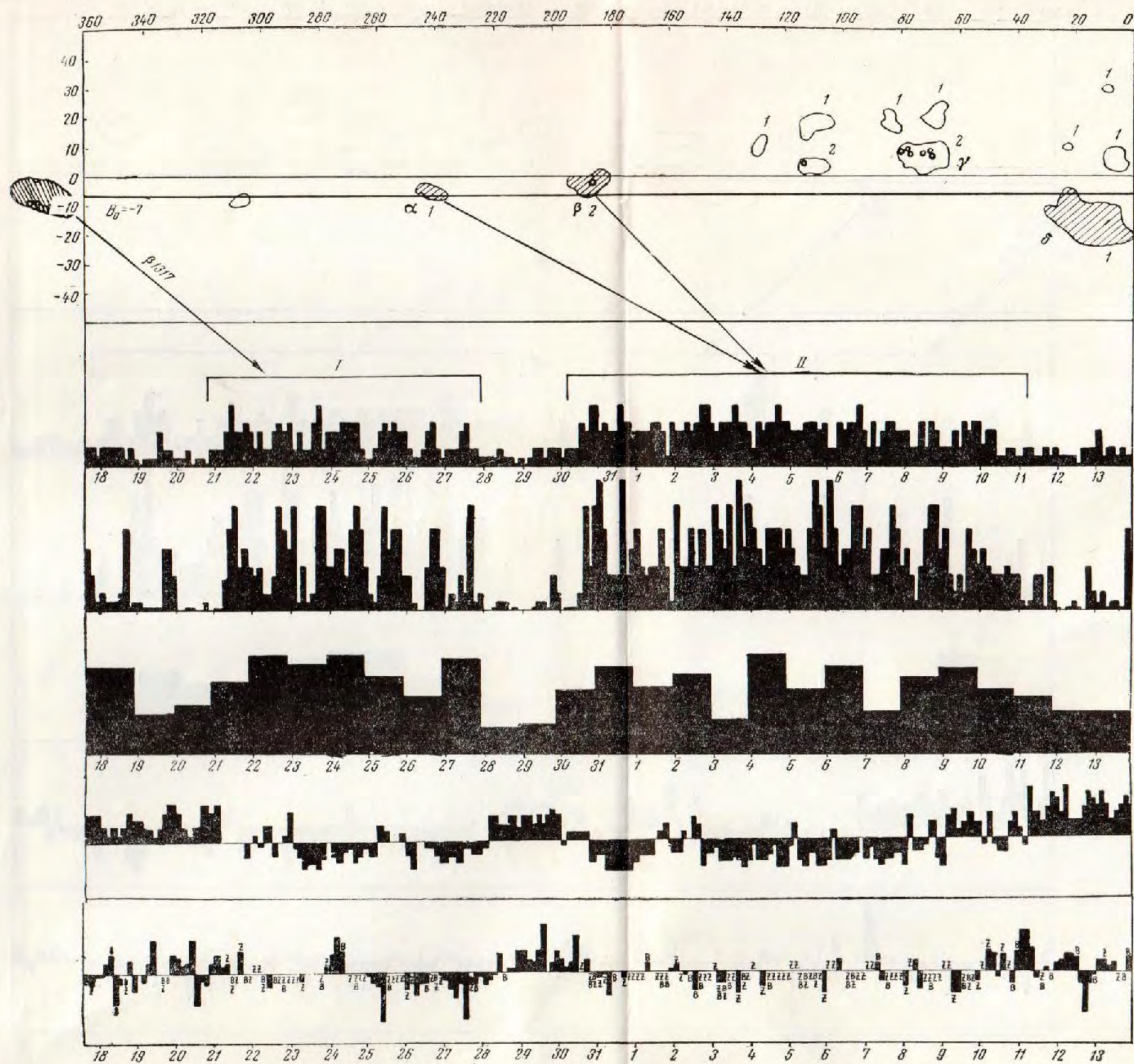
Фиг. 226.



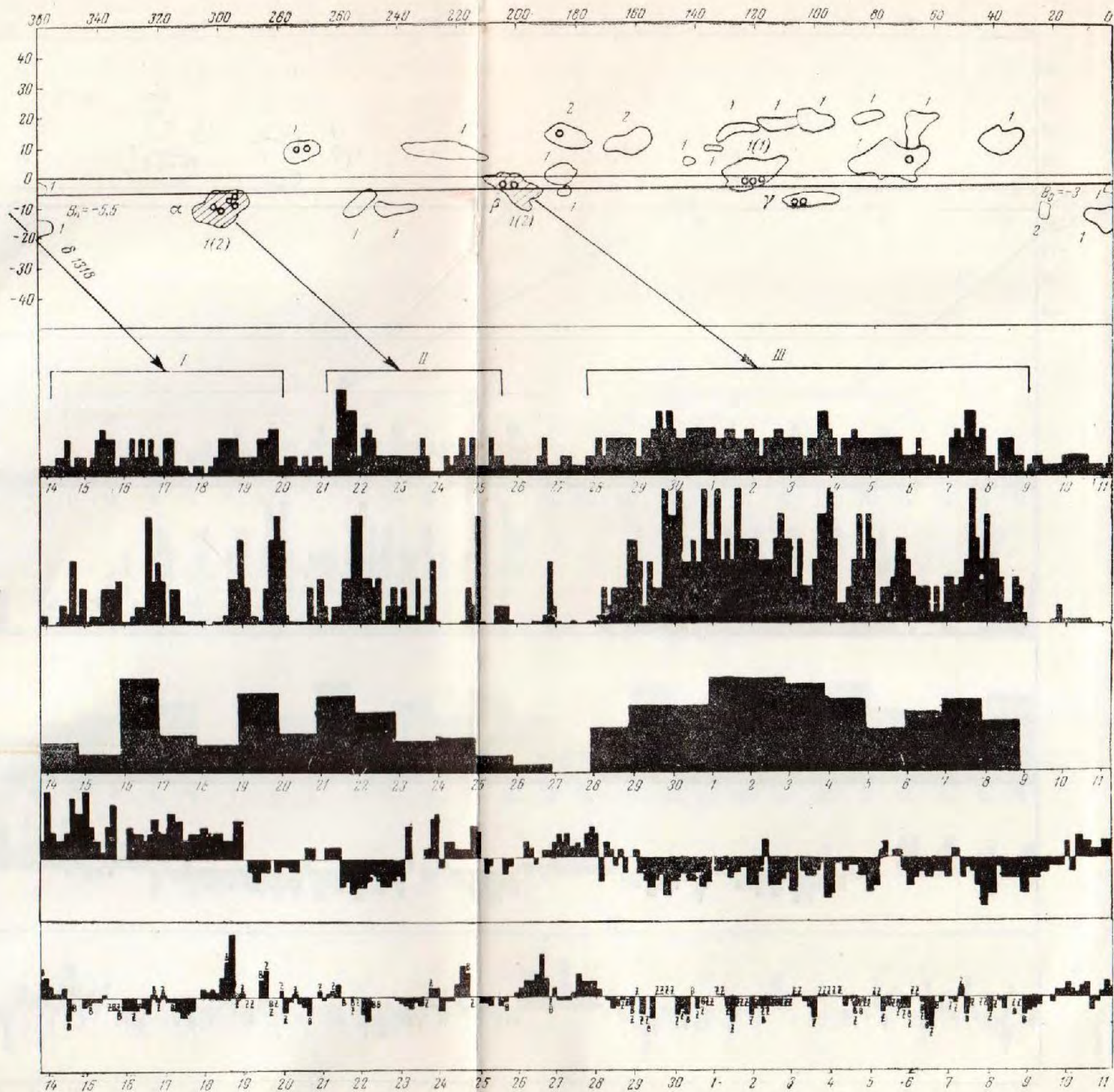
Фиг. 22в.



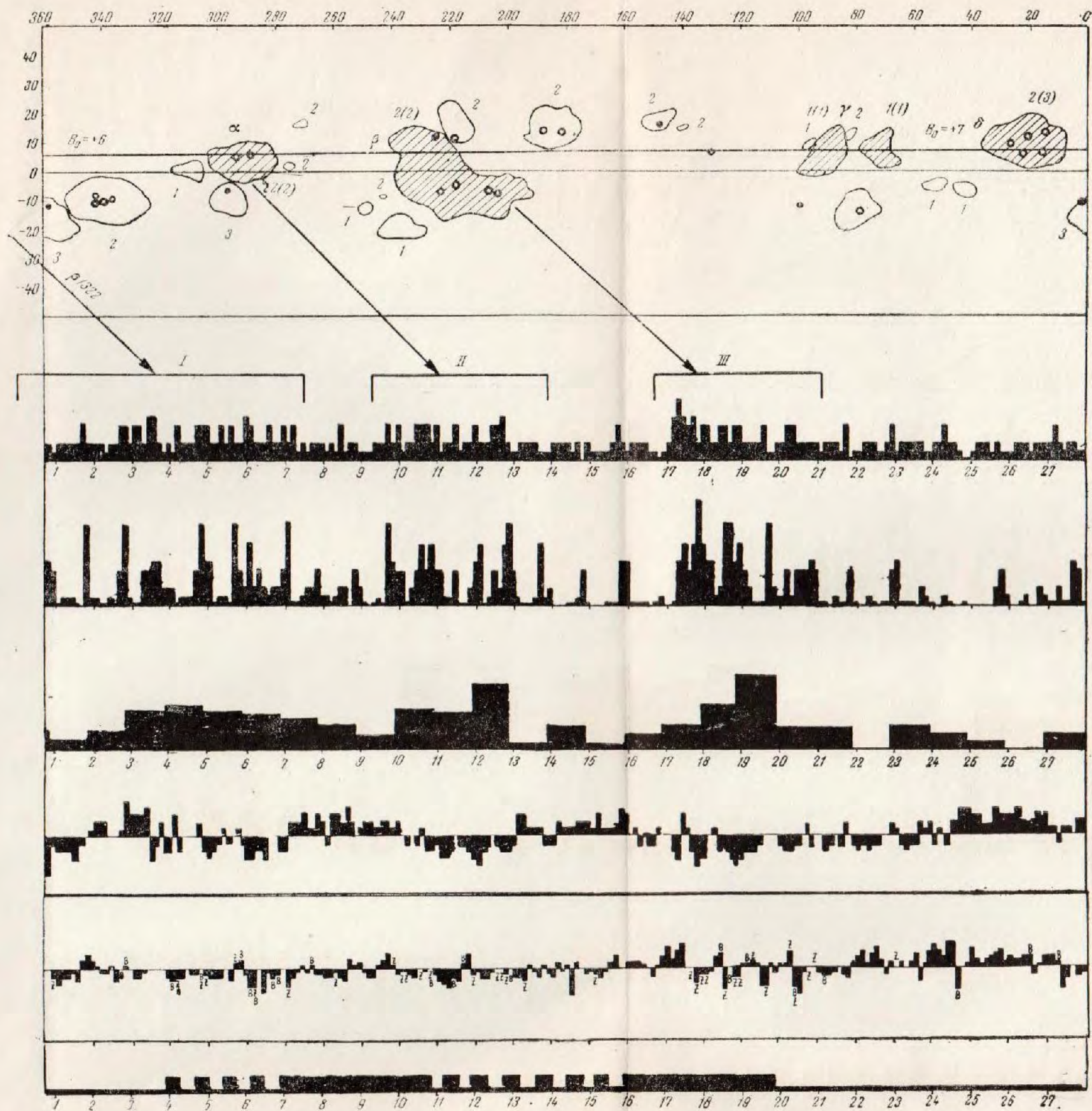
Фиг. 22г.



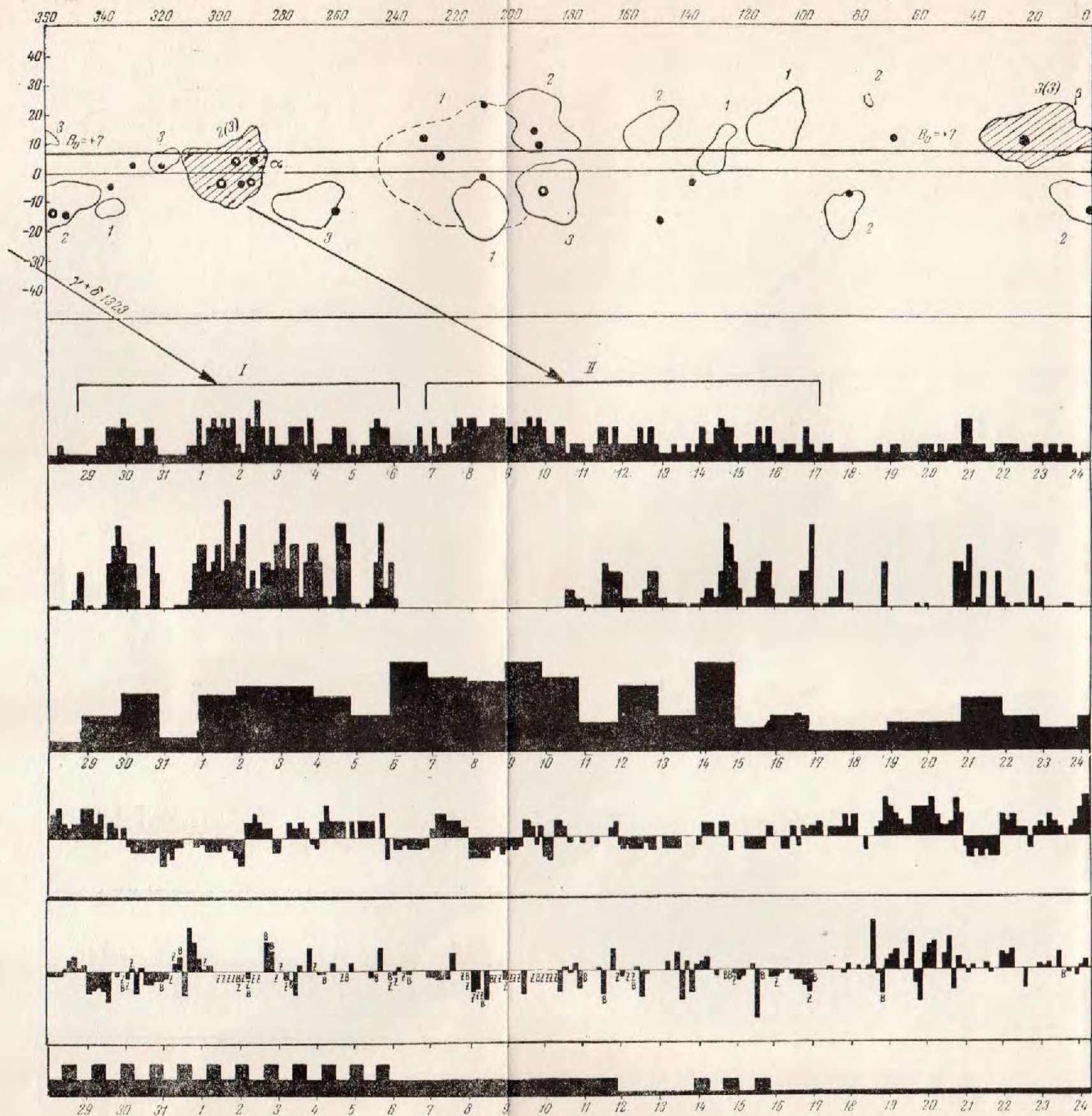
Фиг. 1. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1318 (III—IV 1952 г.)



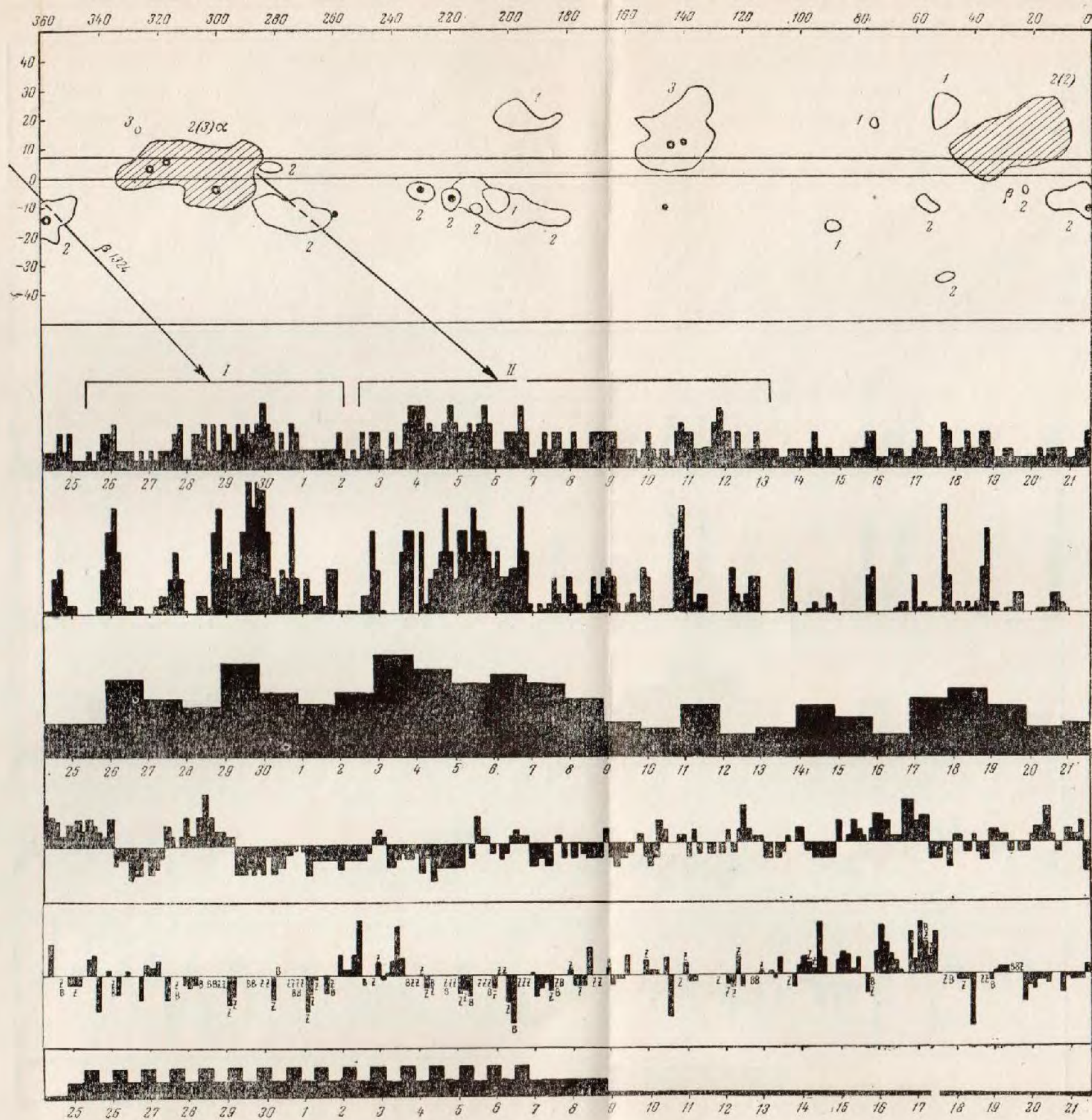
Фиг. 2. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1319 (IV—V 1952 г.).



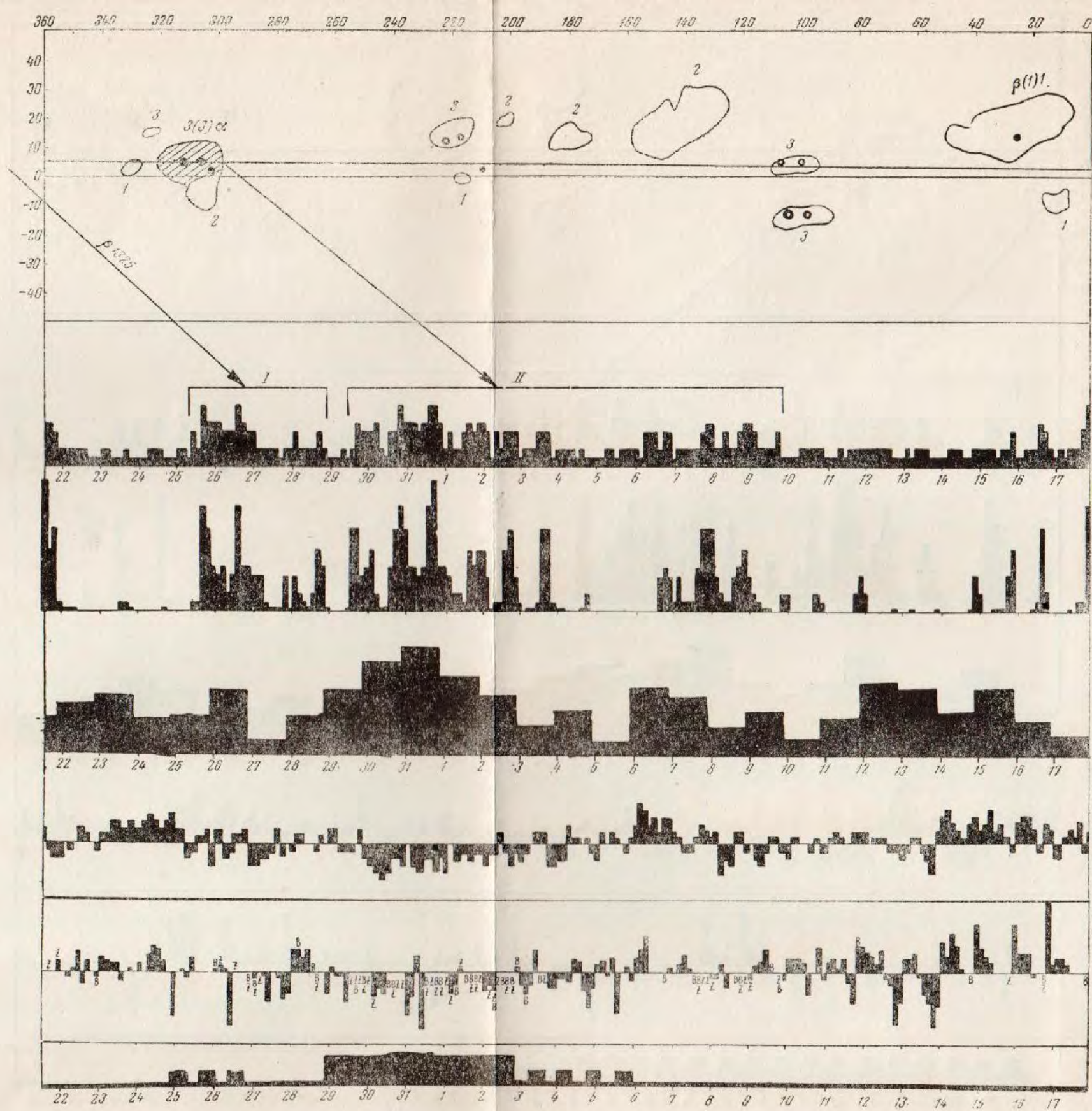
Фиг. 3. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1323 (VII–VIII 1952 г.).



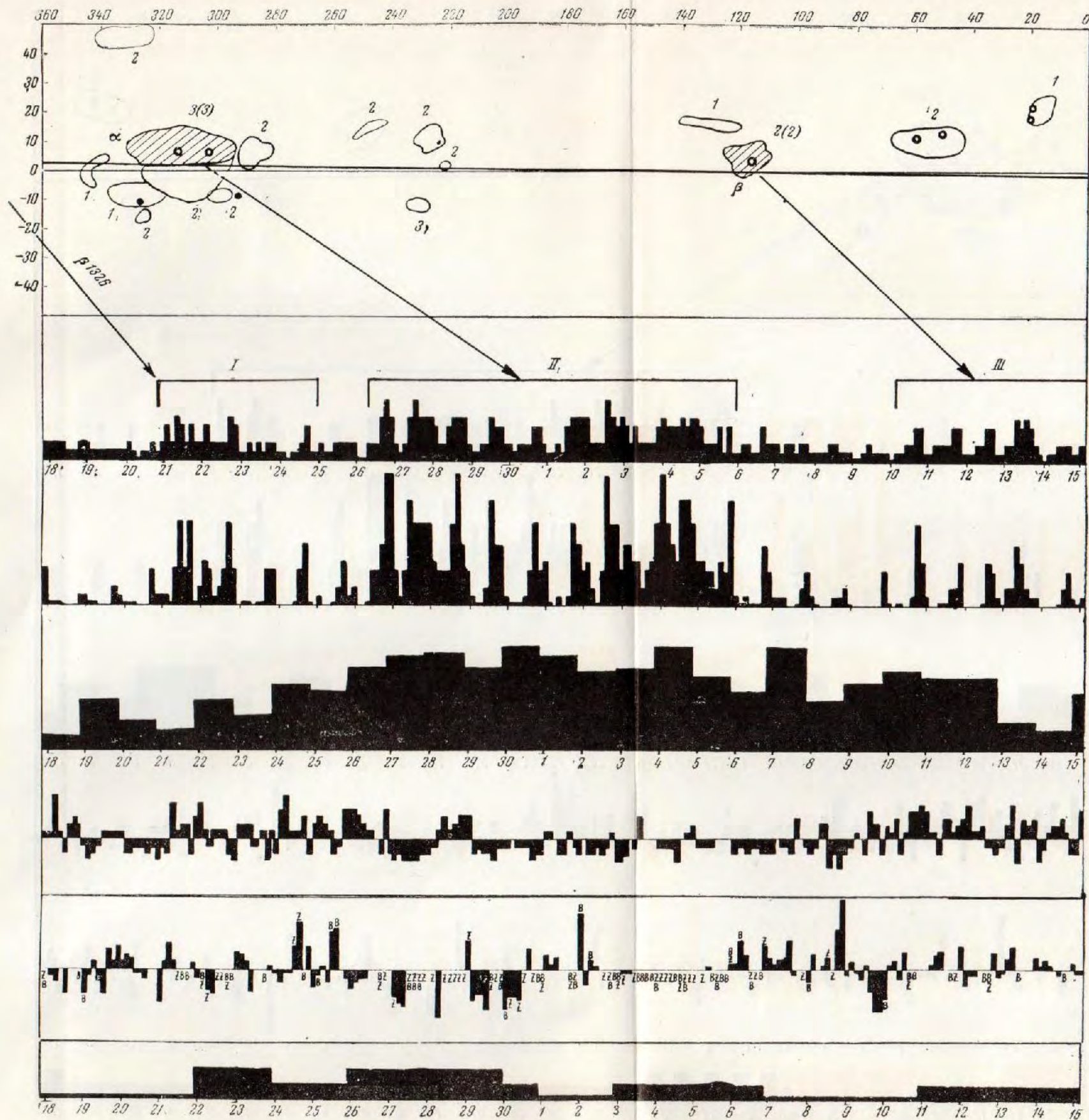
Фиг. 4. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1324 (VIII–IX 1952 г.).



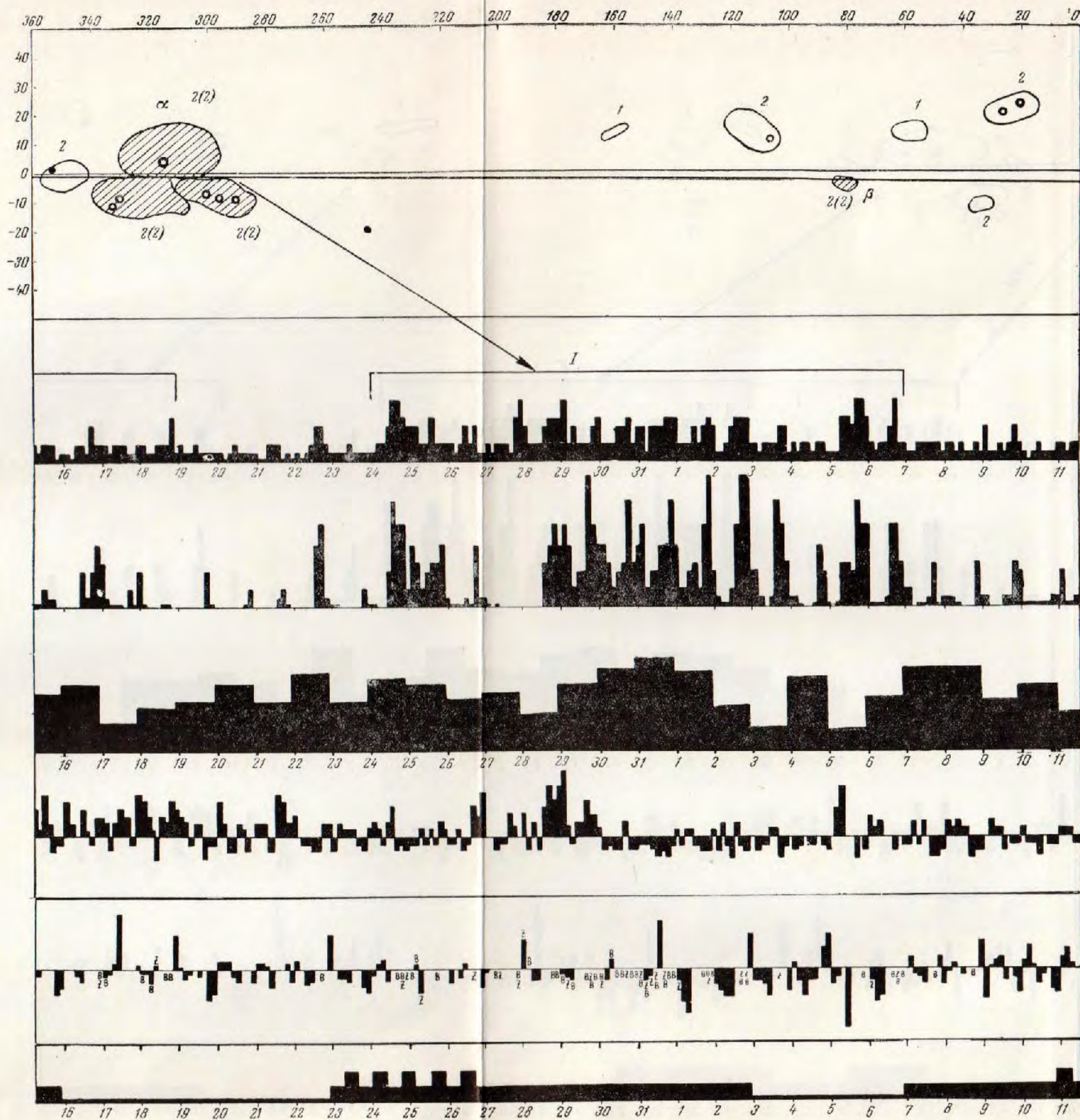
Фиг. 5. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1325 (IX—X 1952 г.).



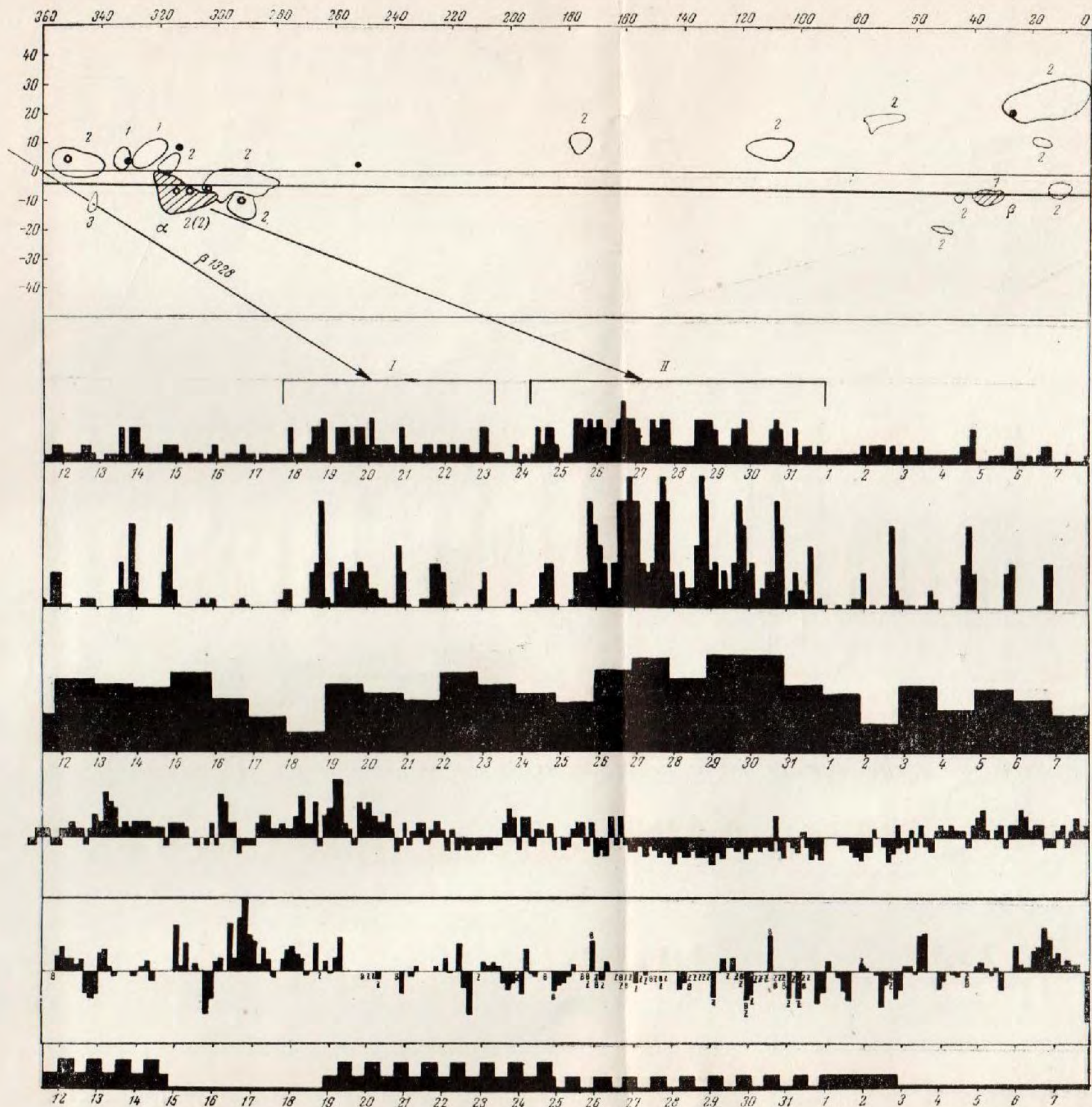
Фиг. 6. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1326 (X—XI 1952 г.).



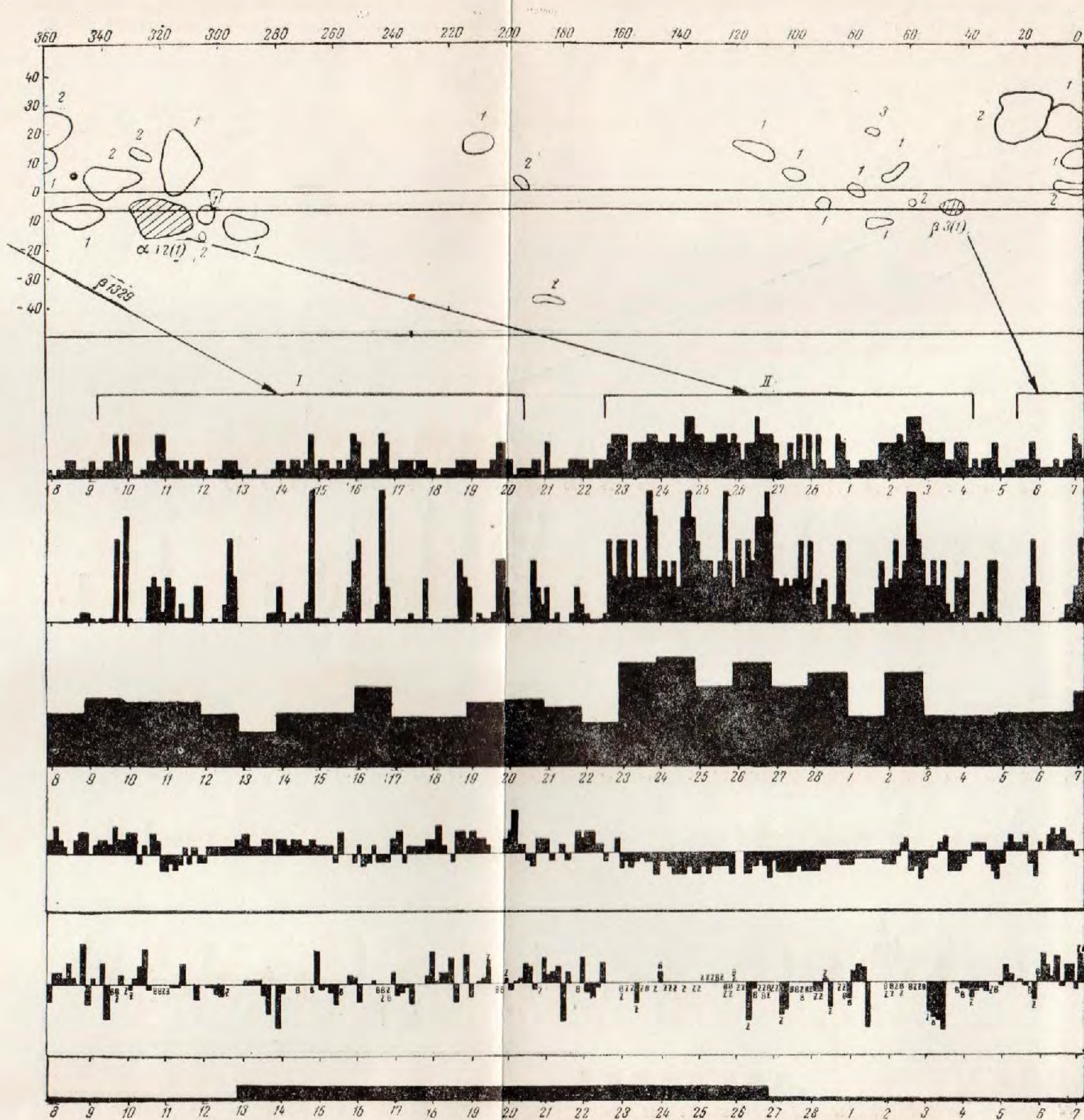
Фиг. 7. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1327 (XI—XII 1952 г.).



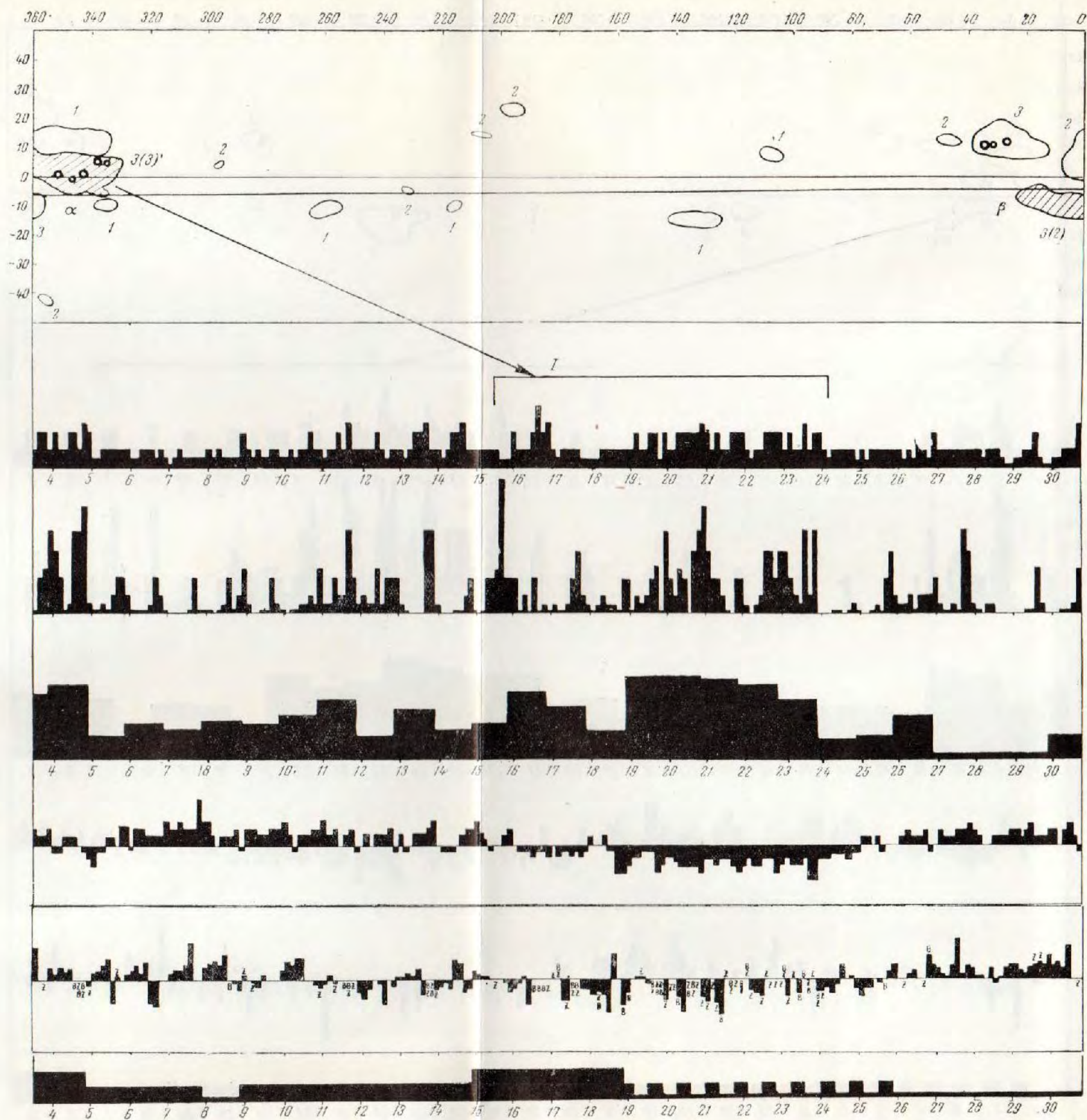
Фиг. 8. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1328 (XII—I 1952—1953 гг.).



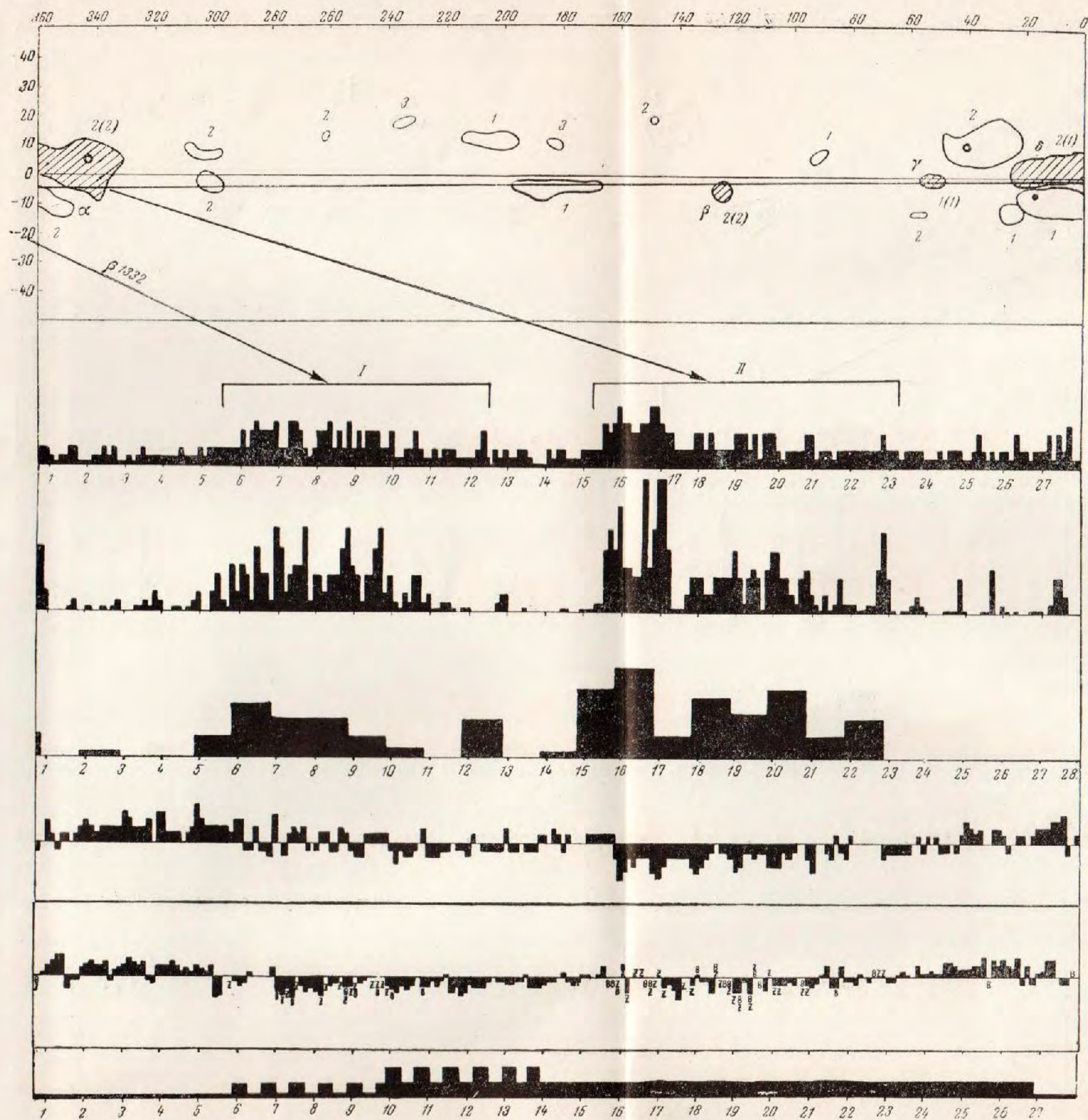
Фиг. 9. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1329 (I—II 1953 г.).



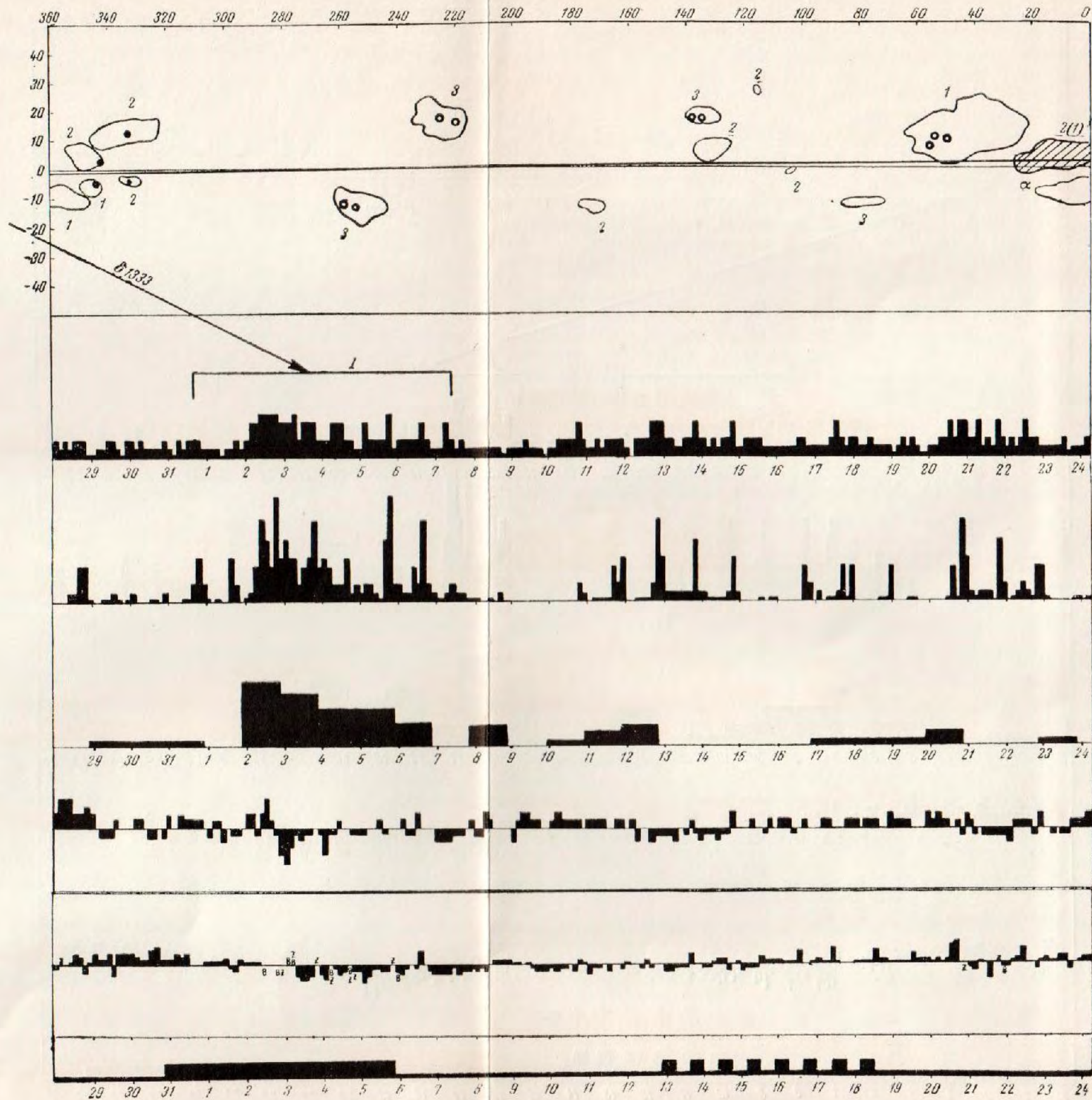
Фиг. 10. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1330 (II—III 1953 г.).



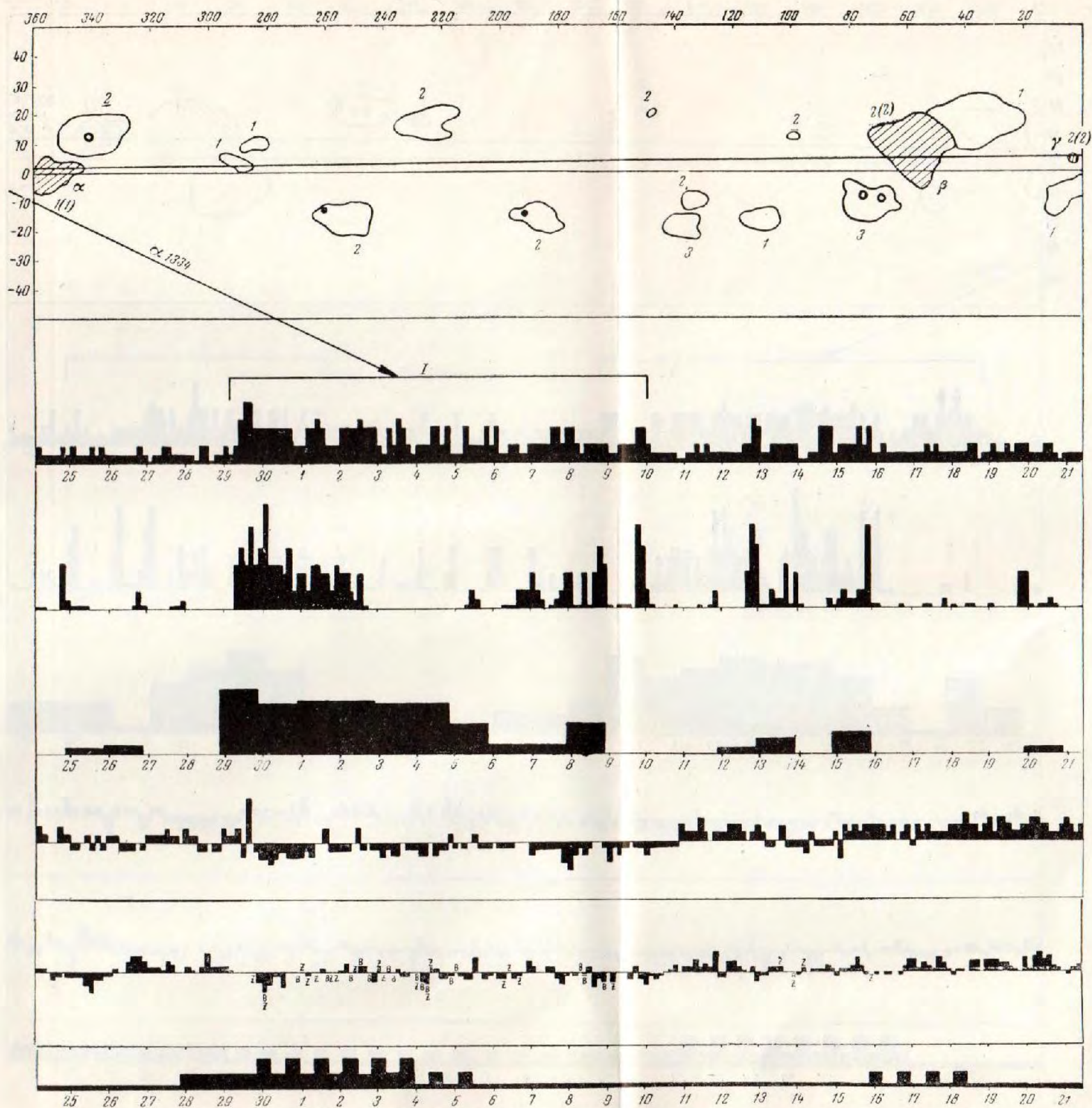
Фиг. 12. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1332 (IV 1953 г.).



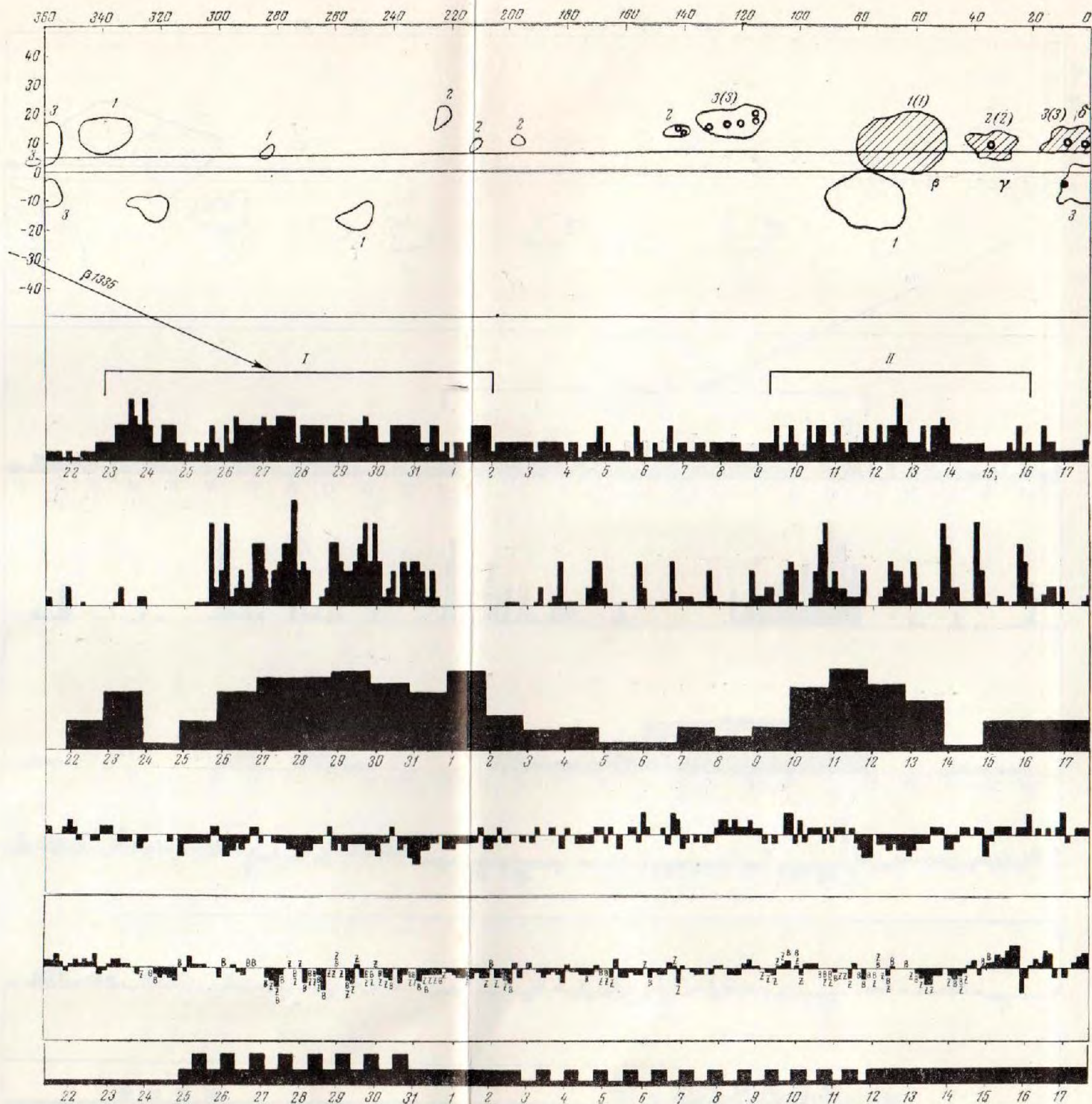
Фиг. 13. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1333 (IV - V 1953 г.)



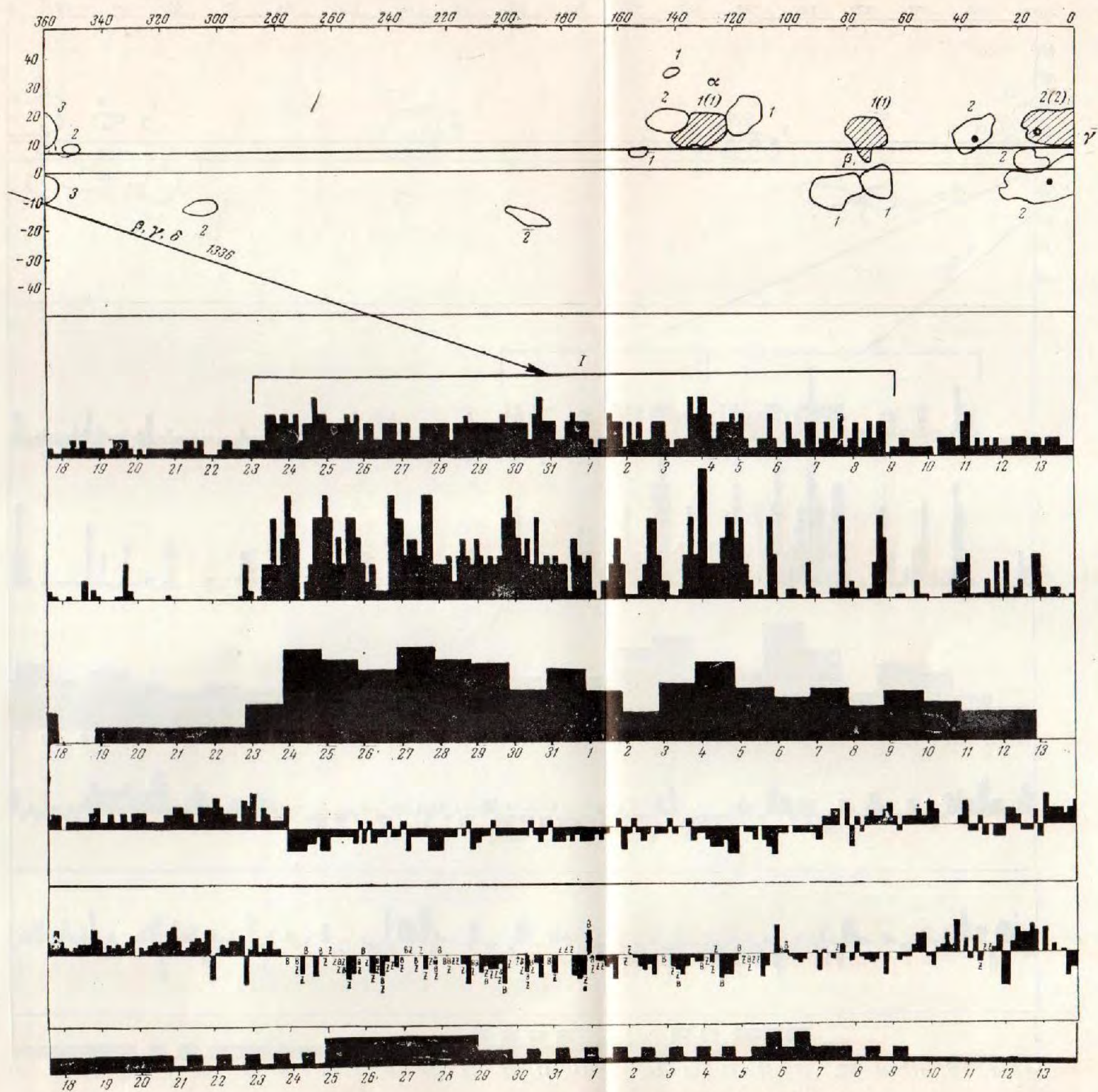
Фиг. 14. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1334 (V—VI 1953 г.).



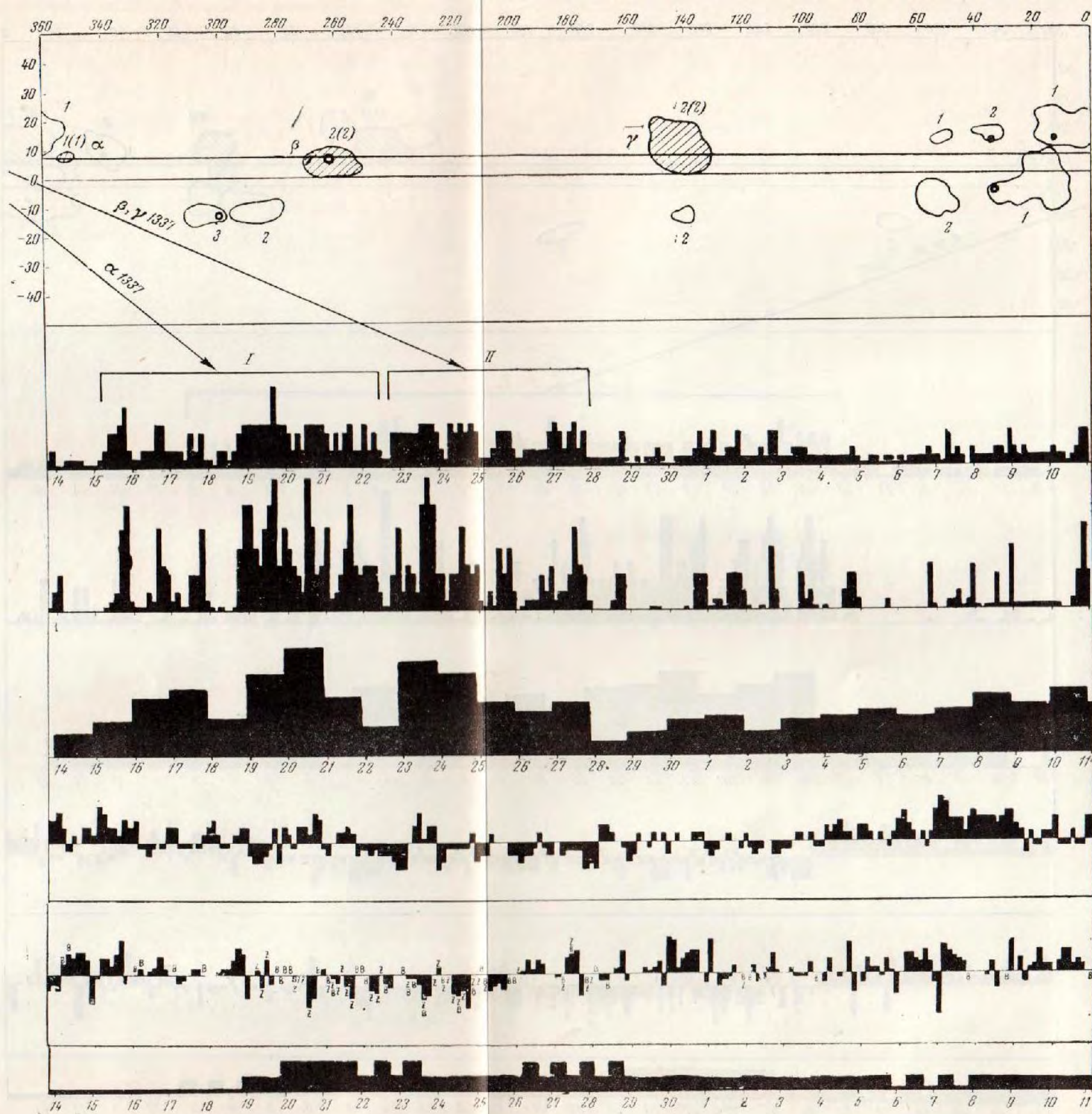
Фиг. 15. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1335 (VI—VII 1953 г.).



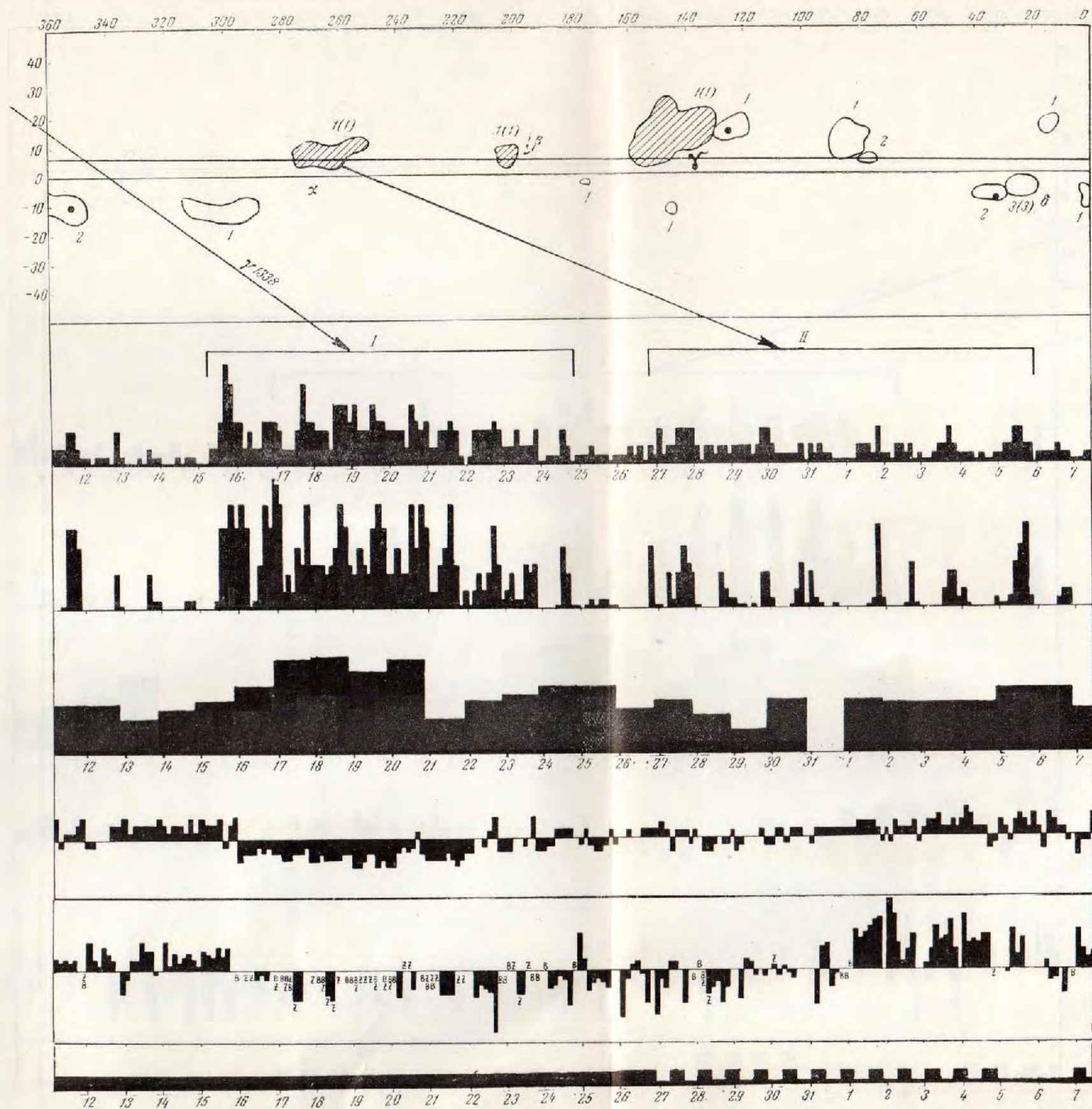
Фиг. 16. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1336 (VII—VIII 1953 г.).



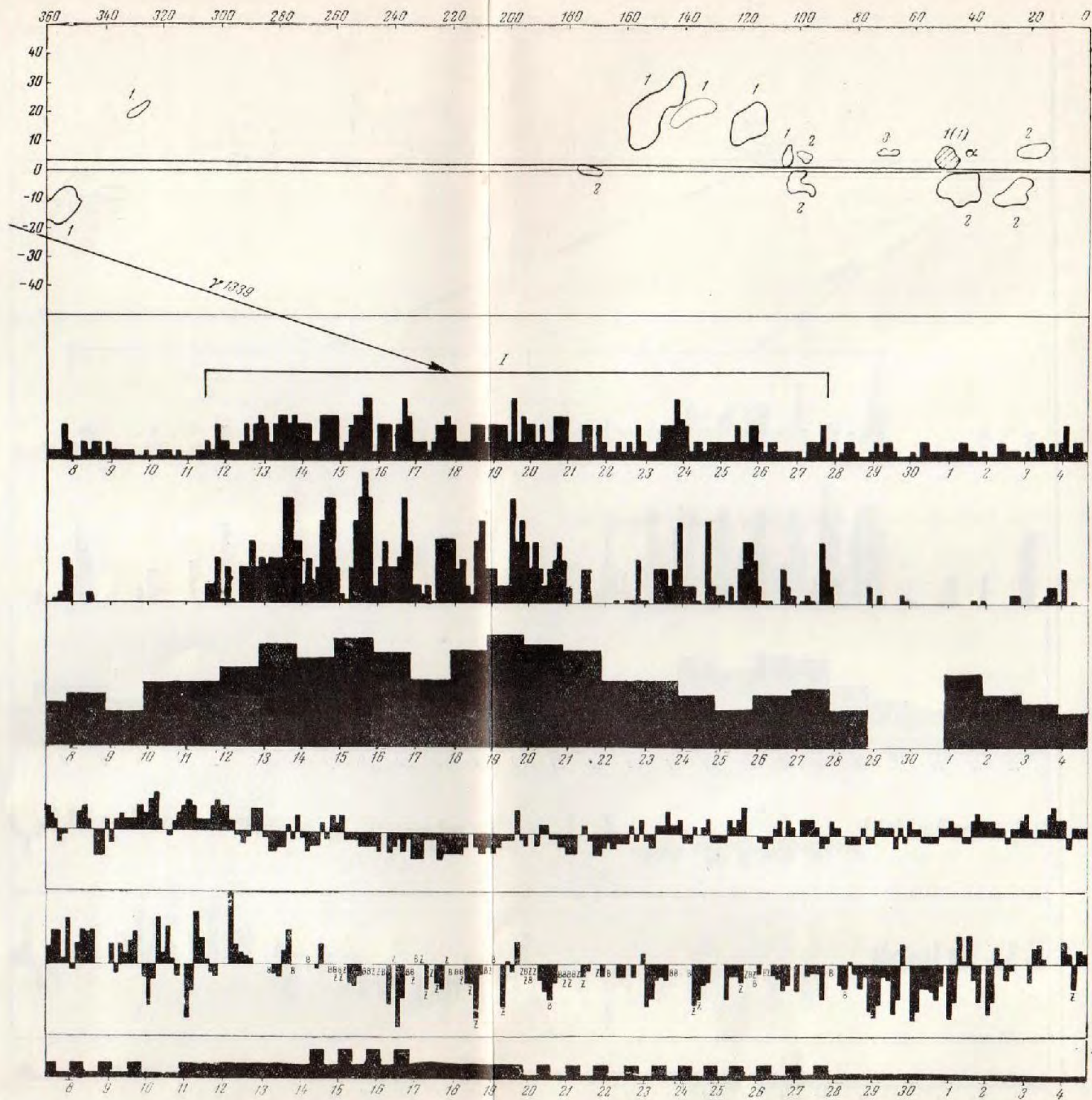
Фиг. 17. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1337 (VIII—IX 1953 г.).



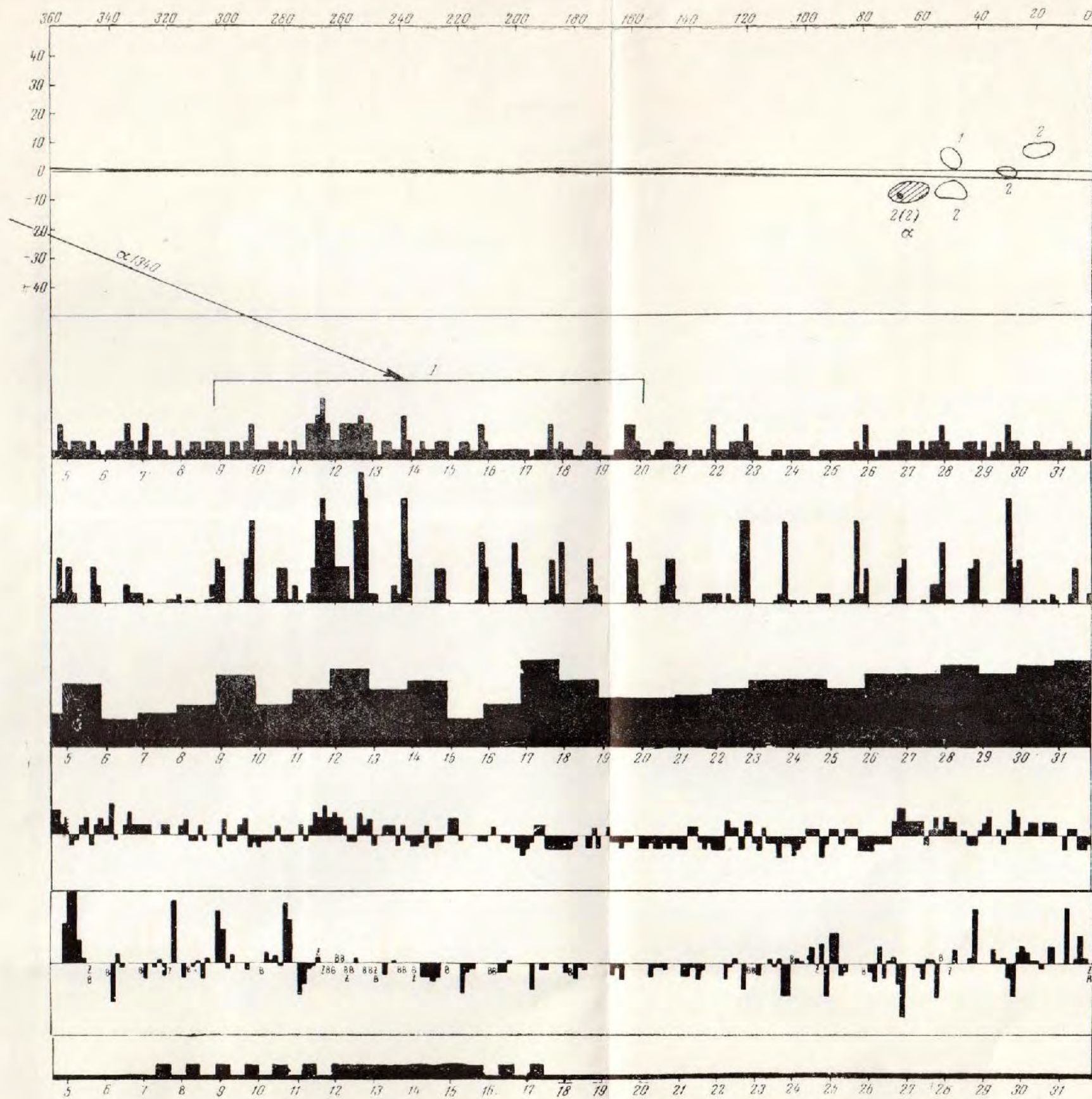
Фиг. 18. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1338 (IX—X 1953 г.)



Фиг. 19. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1339 (X—XI 1953 г.)



Фиг. 20. Синоптическая карта Солнца для оборота № 1340 (XI—XII 1953 г.).



Фиг. 21. Синонтическая карта Солнца для оборота № 1341 (XII 1953 г.).